

SÉRIE A, n° 747.

N° D'ORDRE :

1320.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. Louis WERTENSTEIN.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LE RECUIL RADIOACTIF.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 juin 1913, devant la Commission d'Examen.

M. BOUTY,

Président.

M^{me} CURIE,

M. JEAN PERRIN, } *Examineurs.*

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1913

SÉRIE A, N° 747.

N° D'ORDRE :

1520.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. Louis WERTENSTEIN.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LE RECUIL RADIOACTIF.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 16 juin 1913, devant la Commission d'Examen.

M. BOUTY,

Président.

M^{me} CURIE,

M. JEAN PERRIN,

Examineurs.



PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1913

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

MM.

Doyen.....	P. APPELL, Professeur.	Mécanique analytique et Mécanique céleste.
Doyen honoraire.....	G. DARBOUX.....	Géométrie supérieure.
Professeurs honoraires.	CH. WOLF.	
	J. RIBAN.	
Professeurs.....	LIPPMANN.....	Physique.
	BOUTY.....	Physique.
	BOUSSINESQ.....	Physique mathém. et Calcul des probabilités.
	PICARD.....	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
	Y. DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physiologie comparée.
	GASTON BONNIER.....	Botanique.
	DASTRE.....	Physiologie.
	KENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	VELAIN.....	Géographie physique.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie.
	PAINLEVÉ.....	Mécanique rationnelle.
	HAUG.....	Géologie.
	HOUSSAY.....	Zoologie.
	H. LE CHATELIER...	Chimie.
	GABRIEL BERTRAND.	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale.
	CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie.
	ÉMILE BOREL.....	Théorie des fonctions.
	MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	G. PRUVOT.....	Zoologie, Anatomie, Physiologie comparée.
	MATRUCHOT.....	Botanique.
	ABRAHAM.....	Physique.
	CARTAN.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	CL. GUICHARD.....	Mathématiques générales.
	N.....	Application de l'Analyse à la Géométrie.
	N.....	Histologie.
	PUISEUX.....	Mécanique et Astronomie.
	LEDUC.....	Physique.
	MICHEL.....	Minéralogie.
	HÉROUARD.....	Zoologie.
Professeurs adjoints....	LÉON BERTRAND.....	Géologie.
	RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	COTTON.....	Physique.
	LESPIEAU.....	Chimie.
	GENTIL.....	Pétrographie.
	SAGNAC.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
Secrétaire.....	PEREZ.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
	D. TOMBECK.	

A

MES PARENTS.

A

MADAME CURIE.

Hommage de profonde reconnaissance.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

PREMIÈRE THÈSE.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES

SUR LE

RECU L RADIOACTIF.

I.

Introduction.

Le prodigieux développement de la radioactivité tient en partie à l'extraordinaire richesse des phénomènes que nous révèle cette branche nouvelle de la Science. Un atome radioactif au moment de sa transformation ressemble à un minuscule laboratoire de physique plus merveilleusement outillé que n'importe quel laboratoire créé par la volonté humaine. En effet, à côté des phénomènes que nous savons reproduire, comme le dégagement de chaleur, la luminescence, l'apparition des charges électriques, l'ionisation des gaz, les transformations radioactives nous font assister à des manifestations d'énergie que tout l'arsenal si puissant de la physique moderne est incapable de réaliser : corpuscules se mouvant avec une vitesse approchant celle de la lumière ; atomes doués d'une énergie cinétique tellement grande que les effets individuels de chaque atome deviennent accessibles à l'observation ; radiations électromagnétiques extrêmement subtiles qui traversent facilement de grandes épaisseurs

de matière. Cette intensité énorme des phénomènes radioactifs nous fait comprendre le double intérêt des études de radioactivité. En premier lieu, nous pouvons porter notre attention sur les atomes radioactifs eux-mêmes et orienter nos efforts vers l'exploration de leur structure profonde, dont les caractères généraux sont sans doute communs à tous les atomes, radioactifs ou non. Les phénomènes radioactifs peuvent être considérés à juste titre comme les indices extérieurs, peu complets à la vérité, mais les seuls que nous possédions de cette structure atomique interne. « Ils sont, dit M^{me} Curie, les seuls qui nous donnent cet espoir (d'explorer les atomes), car seuls ils possèdent le caractère atomique fondamental. »

L'importance de ce problème égale sa difficulté. Et, bien que les résultats obtenus jusqu'ici dans cette voie ne permettent de tirer que des conclusions très générales, le caractère de ces conclusions est tel qu'on s'accordera à trouver très considérables les progrès déjà réalisés. Tout d'abord, l'intensité exceptionnelle des phénomènes radioactifs nous apprend que de beaucoup la plus grande partie de l'énergie de l'univers se trouve concentrée à l'intérieur des édifices atomiques; on serait tenté de dire que la température intérieure des atomes est incomparablement supérieure à la température ambiante. Ce qui corrobore cette manière de voir, c'est l'impossibilité où nous nous trouvons d'agir sur les phénomènes radioactifs; il en résulte, en effet, que les concentrations d'énergie que nous pouvons réaliser sont insignifiantes par rapport à la concentration d'énergie intra-atomique. Aussi, dans les limites des possibilités humaines, ni la température, ni la pression, ni les actions électriques ou magnétiques ne peuvent modifier les vitesses de transformation radioactives. Ces vitesses sont régies par la loi exponentielle, avec des constantes caractéristiques pour chaque substance radioactive particulière; — la signification de cette

loi est que les explosions radioactives sont déterminées par une probabilité intérieure de l'atome. Ce fait indique, comme l'a observé M. Debiegne, que l'atome est un édifice extrêmement compliqué, car on ne peut parler de la probabilité que s'il y a un grand nombre de paramètres pour définir l'état de l'atome. On peut même envisager la possibilité d'une théorie statistique de l'atome.

Dans cette direction, un résultat important a été obtenu. MM. Geiger et Nuttall ont trouvé qu'il existe entre le parcours des rayons α des substances radioactives et leur constante radioactive une relation simple de la forme

$$\log p = n \log \lambda + a,$$

où n et a sont des constantes. Or, cette relation peut également être écrite sous la forme

$$\log E = n' \log W + a',$$

où E est l'énergie de la particule α proportionnelle à $p^{\frac{2}{3}}$, W la probabilité de l'explosion radioactive évidemment proportionnelle à λ ⁽¹⁾, n' et a' des nouvelles constantes. Sous cette forme, cette relation est tout à fait analogue à celle qui relie l'énergie cinétique des molécules d'un gaz parfait pris sous volume constant à la probabilité de la distribution canonique des vitesses correspondantes. Il y a là peut-être plus qu'une analogie.

Tous ces problèmes ont ceci de particulier qu'ils ne se posaient pas en somme avant la découverte de la radioactivité; ils constituent le domaine propre de la nouvelle science.

Mais, il suffit de considérer les phénomènes radioactifs en dehors de l'atome qui en est le siège pour obtenir un autre domaine très vaste et non moins intéressant par où la radioactivité communique avec les

(1) En effet, si l'on a N atomes radioactifs, le nombre dN qui s'en déduit pendant le temps dt est $dN = \lambda N dt$.

autres branches de la Physique. L'étude des rayonnements radioactifs constitue un moyen puissant d'investigation des divers problèmes qui se sont déjà posés à l'esprit des physiciens, indépendamment de la radioactivité. De ces problèmes, il en est qui touchent aux conceptions fondamentales de la physique moderne. Il suffira de citer dans cet ordre d'idées l'application du dénombrement des particules α à la détermination de la charge élémentaire; la vérification directe des conséquences du principe de relativité par l'étude de l'inertie des particules β . Un autre ensemble des problèmes est relatif à l'absorption des rayonnements radioactifs par la matière. Des rayonnements analogues, connus depuis plus longtemps, accompagnent la décharge électrique dans les gaz raréfiés; les rayonnements radioactifs s'en distinguent par leur constance absolue et par leur puissance incomparablement plus grande. L'étude de chacun de ces rayonnements comporte des enseignements divers. La connaissance de la propagation des rayons γ doit nous aider à comprendre les relations qui existent entre l'énergie radiante et la matière. L'étude des rayons β peut nous apprendre quelles sont les forces qui s'exercent entre un atome et un électron passant avec une grande vitesse auprès ou même au travers de l'édifice atomique. Enfin, l'étude des rayonnements constitués par des atomes en mouvement nous met en présence de chocs interatomiques bien différents de ceux que l'on considère dans la théorie cinétique des gaz.

Ainsi, les rayons α traversent généralement les atomes de part en part, sans être déviés notablement de leur course rectiligne et les chocs proprement dits n'ont lieu que dans certains cas exceptionnels. Ces chocs exceptionnels produisent de très grandes déviations des particules α , qui mettent en jeu des forces très considérables. Aussi, ces rencontres doivent intéresser ces noyaux atomiques où règne, comme nous avons vu,

une concentration énorme d'énergie. A mesure que la particule α se ralentit, elle se montre de moins en moins capable de percer les atomes, les chocs avec les régions périphériques de l'atome prennent une importance de plus en plus grande et lorsque la vitesse de la particule est suffisamment petite, ce sont les chocs *élastiques* de la théorie cinétique qui apparaissent, déterminant le passage définitif des particules α de l'état de *rayons* à l'état d'atomes d'un gaz en équilibre. L'absorption des rayons α a donné lieu à de nombreux travaux, et l'on peut dire qu'actuellement, la première phase de cette absorption, celle qui correspond aux grandes vitesses se trouve définitivement éclairée, grâce aux remarquables recherches de Bragg, de Rutherford et de Geiger. Mais le problème du changement graduel de la nature des chocs n'est pas résolu par ces travaux, et pour une étude de ce genre, les particules α ne conviennent pas très bien, à cause de leur grande vitesse initiale. C'est pourquoi, il peut être utile d'étudier les rayons atomiques plus lents, dont l'absorption sera déterminée surtout par les chocs correspondant à la deuxième phase de l'absorption des rayons α . De tels rayons existent dans le tube de Crookes, ce sont des rayons positifs de Goldstein, mais leur étude, au point de vue qui nous occupe, quoiqu'elle ait déjà conduit à quelques résultats intéressants, est fort difficile à cause de l'impossibilité où l'on se trouve d'obtenir dans le tube à décharge des rayons homogènes constitués par des particules d'une seule espèce douées d'une vitesse bien déterminée.

D'autre part, la radioactivité nous met en présence d'un rayonnement atomique répondant à toutes ces conditions. La découverte de ce rayonnement, dont l'étude forme l'objet du présent travail, est assez récente pour qu'on ait lieu de s'étendre un peu sur sa définition. L'émission d'une particule α ou d'une particule β libre

une certaine quantité de mouvement, qui est, bien entendu, beaucoup plus grande dans le premier cas que dans le deuxième. Le principe de la conservation des quantités de mouvement nous oblige à admettre que l'atome formé au cours de la transformation radioactive, accompagnée de l'émission de ces rayons, acquiert au moment de cette émission une quantité de mouvement égale et opposée à celle qui est emportée par la particule α ou β . On aura ainsi un recul radioactif, analogue à celui que subit un canon au moment du lancement d'un obus. On distinguera le recul α et le recul β , suivant la nature de l'émission qui le produit. Il est facile de calculer, en partant du principe de la conservation des quantités de mouvement, l'ordre de grandeur des vitesses que le recul α ou β peut communiquer aux atomes projetés. Soient m et v la masse et la vitesse de la particule (α ou β) émise, m' et v' les grandeurs correspondantes pour l'atome subissant le recul. On doit avoir en valeur absolue

$$mv = m'v'$$

d'où

$$v' = \frac{m}{m'} v.$$

Dans le cas d'une particule α qui est constituée par l'atome d'hélium $\frac{m}{m'}$ est voisin de $\frac{1}{50}$, car le poids atomique d'hélium est égal à 4, celui d'une substance radioactive toujours supérieur à 200 ⁽¹⁾. La vitesse d'une particule α est de l'ordre de $1,5 \cdot 10^9$ cm : sec ; il en résulte que v' est de l'ordre de $3 \cdot 10^7$ cm : sec. Dans le cas d'une particule β , le rapport $\frac{m}{m'}$ est de l'ordre de $\frac{1}{2000000}$, V de l'ordre de $3 \cdot 10^{10}$, donc v' de l'ordre de $\frac{3 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 10^5} = 1,5 \cdot 10^5$ cm : sec = 1,5 km : sec. On voit que dans le recul β la vitesse acquise par l'atome restant

(1) Sauf le cas du rubidium et du potassium.

n'est pas très supérieure à la vitesse moyenne qu'il prend, en vertu de l'agitation thermique, et qui serait, pour l'atome d'une substance d'un poids atomique de 200, voisine de 0,1 km : sec, Aussi l'étude de ce phénomène est très difficile et elle n'a pas conduit jusqu'ici à des résultats précis. Par contre, la vitesse communiquée à ces atomes, par le recul α est suffisante pour déterminer un véritable rayonnement matériel analogue au rayonnement α qui a pu effectivement être caractérisé comme tel. M^{me} Curie appelle rayons a ce nouveau rayonnement qui vient ainsi s'ajouter aux rayonnements déjà connus des corps radioactifs; cette désignation sera fréquemment employée au cours de ce travail. Le nom des rayons b serait réservé aux atomes expulés en vertu du recul β .

Les rayons a sont, comme nous l'avons vu plus haut, environ 50 fois plus lents que les rayons α ; on pouvait donc espérer que leur absorption correspondrait à ce qui se passe pour les rayons α vers la fin de leur parcours, et que leur étude contribuerait à combler la lacune qui sépare dans nos connaissances les vitesses thermiques des atomes ou molécules, des vitesses de projectiles atomiques rapides. L'absorption des rayons b , si cette étude pouvait être faite, nous mettrait sans doute en présence des phénomènes entièrement prévus par la théorie cinétique classique des gaz.

La quantité de mouvement transportée par une particule a est égale en valeur absolue à celle de la particule α correspondante. Néanmoins, le pouvoir pénétrant des rayons a est beaucoup plus faible que celui des rayons α , à cause de la plus grande masse des particules a , et de leur vitesse plus petite. Aussi l'observation des rayons a est plus difficile que celle des rayons α , ce qui explique pourquoi la découverte de ce rayonnement se fit beaucoup plus tard que celle des autres rayonnements radioactifs.

L'étude des rayons α peut être poursuivie à deux points de vue différents.

On peut tout d'abord s'intéresser à la nature de la substance, dont les atomes sont projetés dans le phénomène de recul, autrement dit de la substance qui se forme au cours de la transformation radioactive considérée. On sait que la plupart des substances radioactives se rangent en trois séries de produits successifs. Il en résulte qu'une transformation radioactive aboutit, en général, à un nouveau produit également radioactif.

Imaginons une substance émettant des rayons α , déposée en couche mince sur la surface d'un corps solide. En vertu du phénomène de recul, une partie des atomes formés au cours de la transformation sera projetée dans le gaz ambiant et pourra être recueillie, par des moyens que nous décrirons dans la suite, sur la surface d'un autre corps que nous appellerons *récepteur*. Si la substance projetée est à son tour radioactive, elle pourra facilement être caractérisée sur le récepteur. On a ainsi une méthode de séparation des substances radioactives. Cette méthode est fort précieuse, car les méthodes chimiques de séparation de ces matières sont souvent d'une application très difficile, à cause de la vie très courte de certains produits, et aussi parce que les diverses substances radioactives ont souvent des propriétés chimiques extrêmement rapprochées.

Aussi, cette méthode est fréquemment employée en radioactivité et elle a déjà rendu de très grands services. Elle a permis dans certains cas de confirmer l'existence et de préciser les propriétés de tel produit radioactif; dans d'autres cas, elle a amené la découverte de produits radioactifs nouveaux. Enfin, c'est toujours grâce à cette méthode qu'on a pu mettre tout récemment en évidence un fait très intéressant : l'existence du dédoublement des séries radioactives.

En dehors de ce point de vue qu'on pourrait appeler *radio-chimique*, on peut considérer les rayons *a* au point de vue purement physique et les étudier comme on étudie les autres rayonnements analogues, en cherchant à connaître leur pouvoir pénétrant, leur mécanisme d'absorption, leurs propriétés ionisantes ou autres, leur énergie, leur charge électrique, leur déviabilité par un champ magnétique ou électrique, etc.

Le présent travail est consacré à l'étude de l'absorption et des propriétés ionisantes des rayons *a*.

Ce travail fut exécuté au laboratoire de M^{me} Curie, durant les années 1910-1913.

Je suis heureux d'exprimer ici à M^{me} Curie ma profonde reconnaissance. Je la remercie du bienveillant intérêt qu'elle a porté à ce travail, des précieux conseils et encouragements qu'elle n'a pas cessé de me prodiguer et surtout de m'avoir fait comprendre la vraie élévation du travail scientifique.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à M. Debierne, à qui je dois une partie de mon éducation expérimentale et dont les conseils furent toujours pour moi d'une très grande utilité.

Je remercie beaucoup M. E. Bauer de son aide obligeante pour la correction des épreuves.

Enfin, je remercie sincèrement M. Ragot, mécanicien du laboratoire, qui a construit avec beaucoup d'habileté et d'ingéniosité la plupart des appareils dont j'ai eu besoin au cours de ces recherches.

II.

Historique.

En 1904 ⁽¹⁾, Miss Brooks observa qu'un corps fraîchement activé par l'émanation du radium pouvait commu-

(¹) *Nature*, July 21, 1904.

niquer à son tour une activité secondaire aux surfaces des corps voisins, par exemple aux parois d'un condensateur de mesure. Le phénomène était surtout marqué au début de la désactivation, il disparaissait complètement au bout de 10 minutes.

La substance qui se déposait sur les parois du condensateur était le RaB. Les faits observés ne pouvaient pas être dus à un dégagement lent de l'émanation absorbée par le corps activé, car le phénomène subsistait lorsque ce corps était traité de manière à dégager toute l'émanation observée avant d'être introduit dans le condensateur. Le dépôt du RaB sur les parois du condensateur ne paraissait pas modifié par le champ électrique qu'on pouvait établir entre ces parois et le corps activé. Miss Brooks conclut à une faible volatilité du RaB à la température ordinaire. Dans la seconde édition de son Livre, *Radioactivity*, Rutherford dit de ce phénomène : « Il apparaît nettement que cette volatilité du RaB est intimement liée à la présence du RaA. La destruction des atomes du RaA est accompagnée de l'émission des rayons α et il se peut que certains atomes résiduels acquièrent des vitesses suffisantes pour s'échapper dans le gaz et qu'ils arrivent par diffusion aux parois du condensateur ».

En 1905, M. Makower ⁽¹⁾ publia un travail sur le mode de transmission de l'activité induite à la cathode. On savait que les atomes d'activité induite se comportent pour la plupart comme des particules chargées d'électricité positive, puisqu'on peut recueillir sur des surfaces chargées négativement la presque totalité du dépôt actif formé au sein de l'émanation. Les expériences de Makower furent entreprises dans le but de rechercher si la charge des atomes radioactifs était due

(¹) W. MAKOWER, *Phil. Mag.*, 1905, p. 521.

aux rencontres de ces atomes avec les ions existant dans le gaz chargé d'émanation. S'il en était ainsi, la proportion des atomes chargés devrait diminuer aux pressions basses, où l'ionisation est plus faible, et une surface chargée négativement devrait recueillir, dans ces conditions, une fraction plus petite des atomes radioactifs formés. Makower réussit effectivement à montrer que la quantité relative de dépôt actif recueilli sur une cathode diminue considérablement aux pressions basses. Néanmoins, le phénomène ne peut pas être dû à une diminution d'ionisation, car l'activation de la cathode ne varie pas lorsqu'on augmente artificiellement l'ionisation en faisant agir sur le gaz un rayonnement radioactif intense, sans modifier la pression. De plus, l'effet de la pression sur l'activation de la cathode ne se fait sentir que lorsque la pression est très basse, de l'ordre de 1 cm , alors que l'hypothèse qu'il s'agissait de vérifier exigeait que la proportion d'atomes chargés fût fonction de la concentration d'ions dans le gaz et que par conséquent la diminution de l'activité, recueillie sur la cathode se fit dès le début, parallèlement à la diminution de la pression. Enfin, les dimensions de l'appareil où se faisait l'activation jouaient dans le phénomène un rôle très important, tout à fait inexplicable dans l'hypothèse de l'origine ionique de la charge des atomes radioactifs. Plus grandes étaient les dimensions de l'appareil, et plus élevé était le degré de raréfaction, auquel on devait arriver pour observer une diminution sensible de l'activation de la cathode.

Pour interpréter tous ces faits, Makower admit que les atomes de RaA acquièrent au moment de leur forma-

(¹) Des expériences récentes (WELLISCH, *Phil. Mag.*) ont montré qu'un rayonnement extérieur intense diminue l'activation de la cathode, en favorisant, par suite du plus grand nombre d'ions formés, la recombinaison des atomes de dépôt actif, chargés positivement.

tion des vitesses considérables, qui leur font parcourir librement dans le gaz une certaine distance inversement proportionnelle à la pression. Ce n'est qu'après avoir franchi cette distance que les atomes de Ra A peuvent devenir sensibles à l'action du champ électrique.

Dans cette manière de voir, seuls peuvent arriver à la cathode des atomes dont les trajectoires libres s'achèvent dans le gaz. On conçoit aisément que le nombre d'atomes satisfaisant à cette condition doit diminuer d'une manière sensible, dès que la distance qu'ils peuvent parcourir librement devient, grâce à la raréfaction, de l'ordre de grandeur des dimensions de l'appareil d'activation. En s'inspirant de cette idée, Jackson ⁽¹⁾ développa une théorie approchée des faits observés par Makower; il aboutit à la conclusion que la distance franchie librement dans l'air par les atomes du RaA est voisine de 7^{mm} lorsque la pression est égale à 10^{mm}.

En 1908, Sidney Russ ⁽²⁾ confirma les résultats de Makower et les étendit aux circonstances de l'activation par le dépôt actif du thorium et de l'actinium.

En 1909, Hahn ⁽³⁾ étudia une particularité intéressante de l'activation par le dépôt actif de l'actinium.

Plusieurs auteurs avaient trouvé que les surfaces activées par l'émanation de l'actinium conservaient, après la destruction du dépôt à évolution rapide une faible activité qui diminuait ensuite très lentement de moitié en douze jours environ. Les conditions dans lesquelles ce résidu d'activité pouvait être observé étaient d'ailleurs fort mal précisées, et l'on pouvait se demander s'il ne s'agissait pas là d'un produit nouveau de la série de l'actinium, analogue au Ra D. Les expériences de Hahn montrèrent qu'une telle hypothèse était inadmissible.

⁽¹⁾ JACKSON, *Phil. Mag.*, t. X, 1905, p. 333.

⁽²⁾ S. RUSS, t. XV, 1908, p. 601.

⁽³⁾ HAHN, *Phys. Zeitschr.*, t. X, 1909, p. 81.

Le produit à longue vie n'était autre en effet que l'actinium X, substance mère de l'émanation de l'actinium. Cette apparition de l'actinium X sur la surface activée pouvait paraître étrange, car l'actinium X n'est volatile qu'à une température très élevée. D'ailleurs le phénomène ne se produisait pas lorsqu'on se servait, pour faire l'activation, de l'actinium X pur, débarrassé d'actinium et de radioactinium. Par contre, le phénomène semblait intimement lié à la présence du radioactinium, substance qui produit l'actinium X par une transformation à rayons α . Hahn conclut que les atomes d'actinium X devaient être projetés dans le gaz au moment de leur formation et pouvaient ensuite arriver au plateau activé par diffusion ou par attraction électrique. Hahn observa encore que les atomes d'actinium X projetés se comportaient comme étant chargés d'électricité positive, puisque le phénomène ne pouvait être observé que si le plateau était porté à un potentiel négatif. On voit que le phénomène observé par Hahn était dans sa nature identique à celui décrit par Miss Brooks; cependant, les atomes d'actinium X projetés possédaient une charge positive, alors que l'activation par l'expulsion du Ra B ne semblait pas dépendre du champ électrique.

Pour élucider ce désaccord, Hahn et Meitner ⁽¹⁾ reprirent l'expérience de Miss Brooks. Ils placèrent un plateau recouvert de Ra A au fond d'une boîte cylindrique dans laquelle un autre plateau était maintenu, en regard du premier. Le champ électrique pouvait être établi entre les deux plateaux. Hahn et Meitner confirmèrent l'existence d'une activation par les atomes Ra B quittant le plateau actif; en même temps, ils reconnurent que ces atomes étaient bien, comme ceux d'actinium X, chargés d'élec-

(1) O. HAHN und MEITNER, *Verh. d. Deutsch. phys. Ges.*, 1909, p. 55.

tricité positive. Hahn et Meitner furent les premiers à reconnaître la généralité des phénomènes de recul et à remarquer que l'application de ces phénomènes constituait une excellente méthode de séparation de produit radioactif. Dans le travail cité, les auteurs appliquent cette méthode à l'analyse des dépôts actifs de l'actinium et du thorium. Ils réussirent ainsi à séparer l'actinium C (l'actinium D, d'après la nomenclature actuelle), produit qui dérive de l'actinium D (actinium C actuel), par une transformation à rayons α et qui a une période de 5,1 minutes.

Dans le cas du dépôt actif du thorium, les auteurs pensaient arriver à la séparation de deux produits à rayons α qui existent dans ce dépôt et qu'ils supposaient liés l'un à l'autre par une relation de filiation directe.

En réalité, aucune indication de cette séparation n'a été obtenue. Par contre, l'application de la méthode du recul au dépôt actif du thorium a conduit à la découverte d'un produit nouveau : le Th D, dont la période est de 3,1 minutes. Enfin, dans le même travail, les auteurs ont décrit des expériences qu'on pouvait interpréter en faveur de l'existence du recul β . Ils ont montré en effet que le Ra C, qui est produit par une transformation à rayons β peut également se détacher partiellement de la plaque active et être recueilli sur une autre plaque placée au voisinage de la première. A ce propos, les auteurs observèrent une anomalie dans la loi de destruction du Ra C déposé sur la deuxième plaque, anomalie qu'ils attribuèrent à la complexité du Ra C, conclusion qui a été vérifiée ultérieurement.

En 1909, M. Debierne ⁽¹⁾ publia un travail sur le dépôt de la radioactivité induite du radium dans lequel il mon-

(¹) *Le Radium*, t. VI, 1909, p. 97.

trait que l'activation des surfaces solides placées à la pression atmosphérique dans l'émanation du radium était due uniquement à la diffusion des atomes radioactifs formés au sein du gaz. La projection directe des atomes de Ra A ne pouvait jouer à la pression atmosphérique qu'un rôle extrêmement faible. En effet, l'expérience directe a montré que les atomes projetés dans le phénomène de recul ne peuvent franchir dans l'air atmosphérique qu'une distance inférieure à 1 mm . Dans cette expérience, deux plateaux parallèles, dont l'un était recouvert de Ra A, se trouvaient à une distance de 1 mm l'un de l'autre. Entre les plateaux, on faisait passer un courant d'air rapide qui avait pour effet d'éloigner de la surface inactive les atomes de Ra B arrêtés dans le gaz et pouvant diffuser vers elle. Dans ces conditions, cette surface ne pouvait recevoir de matière active que si son parcours de projection du Ra B était supérieur ou égal à 1 mm . Or, cette surface resta inactive après l'expérience. Le parcours libre des atomes projetés est donc inférieur à 1 mm .

A la même époque se rapportent mes premières expériences sur le recul qui dérivent immédiatement de l'expérience de M. Debierne. Deux plateaux parallèles distants de 1 mm , dont l'un recouvert de Ra A, l'autre primitivement inactif, étaient disposés dans une boîte étroite en laiton, qui communiquait à une de ses extrémités à une pompe à eau en marche; à l'autre extrémité à l'atmosphère par l'intermédiaire d'un tube capillaire fin. On pouvait de cette manière obtenir entre les plateaux un courant rapide d'air raréfié. La pression, réalisée entre les plateaux, était mesurée par un manomètre placé immédiatement après la boîte; cette pression dépendait, à régime constant de la pompe, des dimensions du tube capillaire. On cherchait à déterminer la pression, à partir de laquelle on pouvait déceler une activation du plateau supérieur primitivement inactif. Cette pression

serait celle sous laquelle le parcours des atomes de Ra B est égal à 1^{mm} , si la diffusion vers le plateau des atomes de recul arrêtés dans le gaz était supprimée d'une manière parfaite par le courant d'air passant entre les plateaux. Or, il était difficile de s'assurer que cette condition était réalisée d'une façon absolue. Aussi, les résultats de ces expériences n'ont qu'une signification qualitative. J'observais que l'activation du plateau supérieur ne devenait sensible que lorsque la pression était inférieure à 8^{cm} ; ceci conduirait pour le parcours du Ra B sous la pression de 1^{cm} à une valeur de 8^{mm} . Cette valeur n'est pas très éloignée de la valeur vraie du parcours du Ra B ainsi qu'on le verra dans la suite.

Toutes les expériences décrites jusqu'ici mettent nettement en évidence l'existence du recul radioactif. Elles établissent la généralité et l'importance de ce phénomène, mais elles ne suffisent pas à montrer que la projection des atomes radioactifs détermine un véritable rayonnement matériel. En effet, la notion des rayons exige une propagation en ligne droite et cette propriété des atomes projetés n'est pas encore démontrée par les travaux décrits plus haut.

C'est à M. Makower et à S. Russ ⁽¹⁾ qu'il revient d'avoir montré que le recul dans le vide constitue un véritable rayonnement matériel. Ces auteurs condensèrent de l'émanation du radium dans l'air liquide sur les parois intérieures d'un tube de verre. Au-dessus de l'endroit où l'émanation s'était condensée, on disposait dans le tube un plateau primitivement inactif. Le vide fut fait dans le tube. La condensation d'une émanation n'étant jamais complète, on pouvait s'attendre à ce que le plateau exposé dans ces conditions s'activât, grâce à l'émanation restée à l'état gazeux. C'est ce que les

(1) RUSS et MAKOWER, *Phys. Zeitschr.*, t. X, 1909, p. 361.

auteurs observèrent. Mais la face du disque tournée vers l'émanation condensée recevait une activité beaucoup plus forte que la face opposée et cet excès d'activité ne pouvait être dû qu'à l'arrivée directe des atomes radioactifs expulsés avec une grande vitesse par l'émanation condensée. L'analyse de cette activité en excès montrait qu'elle était due à l'arrivée simultanée en quantités à peu près égales des atomes de Ra A et de Ra B. C'était bien ce qu'on pouvait prévoir. En effet, dans la couche d'émanation condensée, le Ra A devait se trouver à peu près en équilibre radioactif avec l'émanation. Il y aurait donc approximativement le même nombre de particules α émises par l'émanation et par le Ra A, et, par conséquent, le même nombre d'atomes de Ra A et de RaB expulsés.

Les auteurs reconnurent que les atomes projetés se propageaient librement à travers l'air suffisamment raréfié; sous une pression de mm , l'activité reçue par projection par le disque variait en raison inverse du carré de la distance de ce disque à l'endroit où l'émanation était condensée. L'absorption des atomes émis était donc négligeable dans ces conditions.

Russ et Makower cherchèrent également à déterminer le nombre d'atomes radioactifs projetés par l'émanation condensée. Théoriquement, ce nombre devait être égal au nombre de particules α émises dans l'angle solide sous lequel le plateau était vu de la source. Or, l'émission des particules α se fait uniformément dans tous les sens, comme l'a montré Rutherford. Le rapport du nombre d'atomes radioactifs arrivés au plateau au nombre total d'atomes formés par l'émanation devait donc être égal au rapport de l'angle solide utilisé à la somme de tous les angles solides, c'est-à-dire à 4π . En réalité, l'activité effectivement recueillie n'était que $\frac{1}{11}$ environ de la quantité théorique ainsi calculée. Néanmoins, cette fraction

était assez grande pour qu'on pût admettre que la projection se fait d'une manière complète dans des conditions favorables et que la faiblesse du rendement dans l'expérience considérée tient aux causes secondaires, telles que l'absorption des atomes projetés par la couche d'émanation condensée.

Les auteurs essayèrent encore de déterminer l'absorption du rayonnement matériel du recul dans l'air et dans l'hydrogène. A cet effet, en laissant la distance du plateau à l'émanation constante, ils faisaient varier la pression du gaz. La variation de l'activité en fonction de la pression semblait suivre une loi exponentielle. Le coefficient d'absorption dans l'air sous la pression de 1^{mm} calculé à partir de ces expériences est égal en moyenne à 0,45, ce qui veut dire que sous cette pression les atomes projetés peuvent traverser une distance voisine de 10^{cm} . Dans l'hydrogène, le coefficient d'absorption était égal sous la même pression à 0,32; le parcours dans ce gaz des atomes projetés serait voisin de 15^{cm} . On verra dans la suite que la grandeur vraie de l'absorption dans l'air correspond à peu près à celle trouvée par Russ et Makower, tandis que la valeur de l'absorption dans l'hydrogène donnée par ces auteurs est beaucoup trop forte.

Enfin, Russ et Makower firent quelques expériences sur le recul en utilisant comme source radioactive le dépôt actif de l'émanation du radium. Ils mirent en évidence la propagation libre dans le vide des atomes de RaB projetés à partir du RaA. Ils réussirent à observer la projection RaC à partir du RaB, attribuable au recul β .

III.

Sur l'absorption des projections radioactives.

A. — GÉNÉRALITÉS SUR LA MÉTHODE EMPLOYÉE.

Le mot *absorption* peut avoir une double signification lorsqu'il s'agit d'un rayonnement matériel comme le rayonnement α , β , ou le rayonnement a étudié dans ce travail. Dans le sens le plus général, on entend par ce mot le mécanisme par lequel se ralentissent et s'arrêtent les particules rapides constituant le rayonnement étudié. Dans un sens plus spécial, le mot *absorption* signifie la diminution progressive du nombre de particules dans leur propagation à travers la matière. Pour éviter toute confusion, nous réserverons l'emploi du mot *absorption* tout court à sa deuxième signification, tandis que nous emploierons les mots *mécanisme d'absorption* ou *détails d'absorption* lorsqu'il s'agira des considérations sur le mécanisme d'arrêt des particules.

La méthode généralement employée dans les études de l'absorption du recul consiste à mesurer le nombre des atomes projetés recueillis par une plaque témoin dans des conditions bien déterminées. Pour que cette méthode soit vraiment correcte, il faut que la plaque exposée au recul que nous appellerons *récepteur* ne reçoive pas d'autres atomes radioactifs que ceux qui viennent la frapper avec des grandes vitesses résultant du phénomène de recul. Il convient donc d'éviter que la matière active soit déposée sur le disque par un mécanisme autre que celui-là. Une telle activation pourrait tout d'abord être une contamination radioactive, c'est-à-dire consister en un transport de matière active du disque servant de source de rayonnement au disque récepteur, soit par contact immédiat, soit par l'intermédiaire d'un troisième corps, par exemple du doigt qui viendrait

toucher les deux disques successivement. Cette condition exige des précautions spéciales telles que l'emploi des pinces, des gants, etc.

En second lieu, une activation *parasite* pourrait résulter des phénomènes de volatilité, tels que la volatilisation du dépôt actif et sa condensation ultérieure sur le disque récepteur (distillation de matière active), et le dégagement pendant l'expérience de l'émanation absorbée par disque actif. La volatilité des dépôts actifs est très faible à la température ordinaire et elle n'est pas en général très gênante dans les expériences relatives au recul α , où le nombre d'atomes projeté est très grand; par contre, cette volatilité constitue dans l'étude du recul β une difficulté très importante qui rend douteux les résultats obtenus jusqu'ici dans cette direction. Cette volatilité ne semble pas due à un effet de température; il s'agit plutôt là d'un phénomène analogue à la pulvérisation cathodique produit par les particules α qui frappent la surface du disque actif.

Les phénomènes parasites dus aux dégagements d'émanation par le disque actif ne s'observent pas si ce disque a séjourné dans l'émanation avant l'expérience pendant un temps suffisamment court (de l'ordre de quelques minutes).

S'il était nécessaire de l'activer pendant un temps plus long (pour obtenir des quantités plus grandes de dépôt actif), il y aurait lieu, avant l'expérience, de lui faire dégager l'émanation absorbée, en le chauffant dans le vide.

Une troisième difficulté de la méthode est la suivante :

Parmi les atomes projetés dans le recul, il y en a qui épuisent leur vitesse de projection avant d'arriver au plateau récepteur. Ces atomes se comportent alors comme les atomes d'une vapeur refroidie s'ils ne sont pas chargés ou comme ions gazeux s'ils portent une charge.

Dans les deux cas, ils pourront venir par diffusion au plateau récepteur et lui communiquer une activité *parasite*. Pour tenir compte de ce phénomène, Russ et Makower admirent que les atomes arrêtés se distribuent par diffusion, uniformément dans l'appareil rempli de gaz raréfié, où l'on observe le recul, et qu'ils diffusent en quantités égales vers les deux faces du disque récepteur. Par contre, les atomes du recul ne peuvent venir frapper que la face du disque tournée vers le disque actif. On obtiendrait donc l'activité due aux atomes rapides seuls en retranchant l'activité de la face arrière de l'activité de la face avant. On peut objecter à cette manière de voir que les expériences sur le recul se font souvent à des pressions très basses où le chemin libre des molécules est de l'ordre de grandeur des dimensions de l'appareil, et que, dans ces conditions, on ne peut plus appliquer des considérations usuelles sur la diffusion, ainsi qu'il résulte des travaux de Knudsen et de Dunoyer. Si les atomes s'arrêtent dans le gaz, entre le plateau récepteur et le plateau actif, il est probable qu'il en diffusera davantage vers la face avant que vers la face arrière du récepteur.

On voit par ces considérations qu'il est impossible de tenir compte dans les expériences des effets de la diffusion; il convient donc de les supprimer, ou du moins de diminuer leur importance.

J'avais essayé tout d'abord d'y arriver en établissant entre le plateau actif et le plateau récepteur un courant rapide de gaz raréfié. Cette méthode m'a donné quelques résultats qualitatifs, mais elle n'est pas très appropriée à l'étude précise des phénomènes, car son application rigoureuse exige qu'on emploie de très grandes vitesses de courant gazeux, condition difficile à réaliser sous pression très réduite.

Hahn et Meitner avaient observé que la presque tota-

lité des atomes projetés porte, après leur arrêt, une charge positive. Les expériences de Rutherford faisaient prévoir pour ces atomes positifs une mobilité égale à celle des ions positifs monovalents ⁽¹⁾. En établissant entre le disque actif et le disque récepteur un champ électrique dans un sens tel que les atomes positifs soient repoussés par le récepteur, on pouvait espérer supprimer d'une manière presque parfaite la diffusion des atomes arrêtés vers le récepteur. Pour donner une idée de la vitesse que le champ électrique peut communiquer aux atomes chargés, prenons l'exemple suivant. L'expérience se fait sous une pression p de 10^{mm} . On applique un champ h de 100 volts par centimètre.

On voit facilement que les atomes radioactifs vont prendre une vitesse égale à $\frac{kh}{p}$ où k est la mobilité, c'est-à-dire à

$$1,4 \cdot 100 \cdot 10^{-6} = 1,06 \cdot 10^4 \text{ cm : sec} = 106 \text{ m : sec.}$$

La vitesse de l'agitation thermique à la température ordinaire étant pour les atomes radioactifs voisine de 100 m : sec, on voit que le champ indiqué suffit largement à supprimer les effets de la diffusion des atomes chargés positivement.

La méthode ci-dessus fut appliquée dans toutes mes expériences relatives à l'absorption des projections radioactives.

J'ai choisi pour ces études, comme cas typique du recul radioactif, celui de la projection du Ra B qui accompagne la transformation du Ra A. On obtient du Ra A déposé sur un disque en activant ce disque par un séjour de quelques minutes dans l'émanation du radium. Le Ra A se transforme rapidement en Ra B;

(¹) La mobilité des atomes radioactifs projetés a été déterminée ultérieurement par Franck (*Verh. d. D. Phys. Ges.*, t. II, 1909, p. 397), et trouvée égale à celle des ions positifs.

aussi, pendant l'expérience, des quantités appréciables de Ra B apparaissent sur le disque, à côté du Ra A. La présence de ce Ra B peut compliquer les expériences en donnant lieu au recul β du Ra C. Mais ce dernier phénomène est très faible au point de vue du nombre de particules projetées. La projection du Ra B est au contraire, ainsi qu'on le verra dans la suite, à peu près complète, c'est-à-dire qu'à chaque particule α du Ra A émise correspond un atome de Ra B projeté. On arrive donc à éviter la complication due au Ra C en employant des temps d'activation très courts et en observant le recul très peu de temps après la fin de l'activation, afin que la quantité de Ra B formée sur le disque reste très faible, par rapport à la quantité du Ra A.

Lorsqu'on emploie, pour l'activation des disques, de très fortes quantités d'émanation, une difficulté peut surgir du fait que le Ra B se dépose alors sur le disque, en quantité appréciable, à côté du Ra A. On exposera, dans la suite, un certain nombre de précautions par lesquelles on arrive à éviter ou à atténuer cet inconvénient.

Si toutes ces conditions sont satisfaites, un disque récepteur placé en regard du disque actif sous pression réduite et porté au potentiel positif ne peut recevoir pratiquement que des atomes de Ra B se trouvant à l'état de rayonnement α , c'est-à-dire animés de vitesse que leur communique le recul. On peut donc considérer l'activité recueillie par un récepteur comme caractérisant l'intensité du rayonnement α à l'endroit où ce récepteur fut exposé et au moment où se fit cette exposition.

B. — PARCOURS DE PROJECTIONS RADIOACTIVES.

1. *Parcours des atomes projetés dans l'air.* — Dans l'étude d'un rayonnement matériel, tel que le rayonnement A, on peut, soit canaliser les rayons, en limitant

un faisceau étroit, soit utiliser le rayonnement total. Dans les deux cas, il convient de choisir un récepteur dont les dimensions soient assez grandes pour intercepter toutes les particules qui arrivent jusqu'au plan dans lequel se trouve la face tournée vers le disque actif. La première méthode est très avantageuse lorsqu'il s'agit d'étudier les détails de l'absorption, car on opère avec un faisceau bien déterminé. La deuxième a l'avantage de donner des effets plus grands; elle est plus facile à réaliser, et c'est pour cela que je l'adoptai dans mes premières recherches sur le parcours des projections radioactives.

Voici en quoi consistaient ces expériences.

J'activais pendant 6 minutes dans l'émanation du radium un disque de laiton de 15^{mm} de diamètre; ce disque était retiré de l'émanation, au temps que j'appelle zéro, puis chauffé pendant quelques instants au-dessus de la flamme d'un bec Bunsen, pour dégager le peu d'émanation qu'il absorbe pendant son court séjour dans l'émanation (cette précaution se montre tout^à fait suffisante). Au temps 1^m, 15^s, on mesurait l'activité du disque par le rayonnement α . Un diaphragme convenable était employé si l'activité du disque était trop forte pour être mesurée directement. (Les quantités de Ra A recueilli sur le disque étaient de l'ordre de 0,01 millicurie.) Aussitôt après, le disque était transporté dans l'appareil où l'on observait la projection.

C'était une petite cloche de 50^{cm} (*fig. 1*), à fond rodé. La partie supérieure de la cloche se prolongeait par un tube vertical, auquel deux robinets r_1 , r_2 étaient soudés. Dans le tube était mastiquée une tige de laiton, sur laquelle on vissait un disque récepteur b de 35^{mm} de diamètre. Sur la plaque de verre à bords rodés formant le fond de la cloche, était posé un plateau de 50^{mm} de diamètre, auquel était soudé un fil traversant le verre de la plaque. On posait le disque actif A, soit directement sur le pla-

teau, soit sur des plateaux d'épaisseur connue pour faire varier la distance de deux disques. Le robinet r_1 communiquait avec la trompe à eau et le manomètre. Le robinet r_2 avec un grand réservoir vidé d'avance. Par la

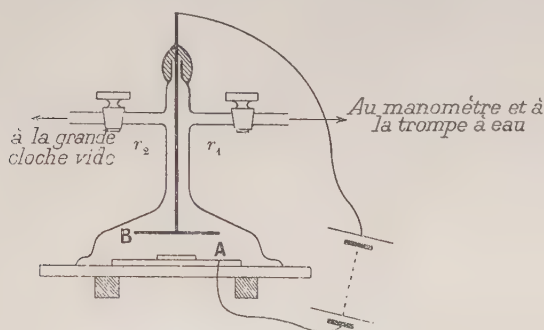


Fig. 1.

manœuvre des robinets, on pouvait atteindre la pression voulue quelques secondes après que le disque actif eut été posé sur le fond de la cloche et que la cloche eut été fermée. L'exposition du récepteur au recul commençait au temps 2^m 30^s; elle durait généralement 6 minutes. Pendant toute la durée de l'exposition, le disque récepteur était relié au pôle positif, le disque actif au pôle négatif, d'une batterie d'accumulateurs de 88 volts.

Au temps 8^m 30^s, on ouvrait la cloche. Les deux disques étaient retirés avec précaution (on ne touchait jamais avec les doigts au disque actif A) et l'activité du disque récepteur mesurée dans un condensateur à rayons α . Dans ces conditions, le courant d'ionisation observé est dû surtout au Ra C qui se forme à partir du Ra B déposé sur le récepteur. Ce courant augmente tout d'abord, puis au bout de 30 minutes il atteint une valeur maxima B. et se maintient constant pendant une dizaine de minutes.

C'est le rapport $\frac{B}{A}$ de ce maximum à l'activité initiale

du disque A qui a été pris comme définissant la quantité relative de Ra B recueillie par projection. En effet, on pouvait admettre que l'activité initiale du disque A mesurée au temps 1^m 15^s était sensiblement proportionnelle à la quantité de Ra A présente sur le disque pendant l'exposition.

Dans les expériences, on faisait varier, soit la distance des deux disques, soit la pression. Les courbes I, II, III (fig. 2), représentent l'activité relative de récepteur en fonction de la distance.

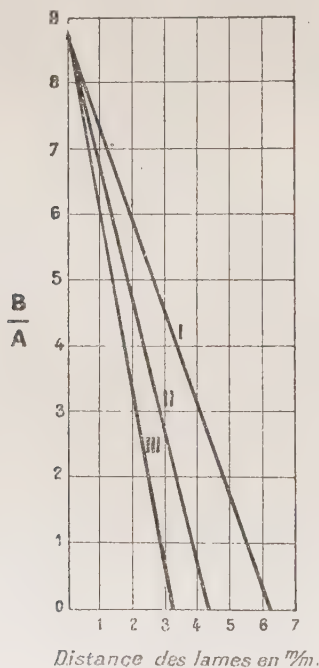


Fig. 2.

La courbe I est relative à la pression de 13^{mm} de mercure; la courbe II, à la pression de 20^{mm}; la courbe III, à la pression de 26^{mm}. En ordonnées, on a porté le

rapport $\frac{B}{A}$ multiplié par 1000, les abscisses représentent les distances des deux disques en millimètres. Dans la courbe IV (*fig. 3*), les ordonnées ont la même signification que dans les autres courbes. Les abscisses sont les pressions en millimètres de mercure; dans cette série d'expériences, la distance a été maintenue constante et égale à 2^{mm}.

On voit qu'à chaque pression, l'activation par projection disparaît pratiquement au delà d'une certaine

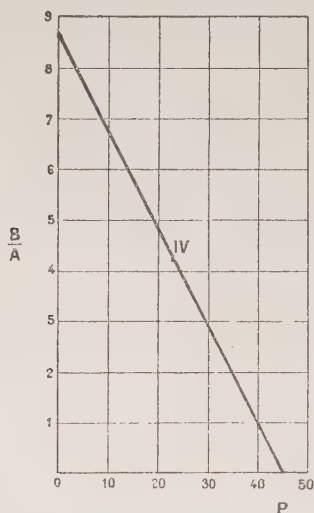


Fig. 3.

distance. Il en résulte que presque toutes les particules du Ra B arrêtées par le gaz portent une charge positive et que par conséquent les activités observées sont dues à la projection seule. En outre, cette circonstance permet d'obtenir des ordonnées relatives à la pression zéro ou à la distance zéro, autrement dit la quantité relative totale projetée; il suffit pour cela d'intervertir le champ établi

entre les plateaux. Le nombre $\frac{B}{A}$ maximum ainsi obtenu était indépendant de la distance et de la pression.

Les points expérimentaux se rangent assez bien sur des droites. J'ai admis que les particules de Ra B projetées possèdent un parcours déterminé et défini à chaque pression comme égal à l'abscisse du point où la droite correspondante coupe l'axe des x .

Dans la série d'expériences à distance constante (courbe IV), la même abscisse représente alors la pression pour laquelle le parcours devient égal à cette distance.

Le parcours ainsi défini s'est montré indépendant dans des larges limites de la valeur du champ électrique appliqué entre les deux disques (dans une série d'expériences, on a fait varier la différence de potentiel depuis 20 jusqu'à 170 volts). Ce résultat montre que l'arrêt définitif des atomes projetés est très brusque, c'est-à-dire se fait sur un trajet très court; comme cela a d'ailleurs lieu pour les particules α .

Voici les nombres obtenus :

Pressions.	Parcours.	Produit du parcours par la pression.
^{mm}	^{mm}	^{mm}
13	6,3	81,9
20	4,5	90
26	3,2	83,2
45	2	90

Les nombres de la troisième colonne montrent que le parcours des atomes de Ra B projetés est inversement proportionnel à la pression. En extrapolant les résultats jusqu'à la pression atmosphérique, on obtient 0^{mm},12 environ, comme valeur du parcours normal de la projection du Ra B.

2. *Parcours dans l'argent.* — Il paraissait intéressant de rechercher quel était le pouvoir pénétrant des projections radioactives dans d'autres milieux, s'il existait

par exemple des couches continues de matières solides pouvant être traversées par les atomes projetés. Or, des feuilles en or battu de 80^µ d'épaisseur ne laissent point passer ces atomes, ainsi qu'on pouvait d'ailleurs s'y attendre, étant donnée la valeur du parcours dans l'air. Il a donc fallu songer à des dépôts matériels les plus minces qu'on puisse réaliser.

J'ai réussi à obtenir des couches d'argent laissant passer la matière radioactive projetée en argentant des disques de verre qu'on avait activé préalablement dans l'émanation du radium.

Les disques de verre employés dans ces expériences étaient des mêmes dimensions que les disques de laiton utilisés précédemment. Avant chaque expérience, on nettoyait avec un grand soin le disque de verre en le passant d'abord au savon ordinaire et en lui faisant subir ensuite des lavages dans l'ordre suivant : eau distillée, acide nitrique, eau distillée, ammoniacale, eau distillée. On activait ensuite le disque, en le laissant séjourner dans l'air chargé d'émanation. Retiré de l'émanation, le disque était introduit dans un petit cristalliseur, où se faisait l'argenture.

Le bain d'argenture était constitué par 1^{cm}³ à 2^{cm}³ d'une solution de Ag NO³ ammoniacal, rigoureusement neutre à 0,5 pour 100 à laquelle on ajoutait une ou deux gouttes de formaldéhyde. En faisant varier la quantité de Ag NO³ ou de formol, on pouvait obtenir des dépôts d'épaisseur voulue. J'ai observé qu'il faut mettre un léger excès de formol pour obtenir des argentures dont l'épaisseur s'accroît assez lentement pour qu'on puisse retirer le disque quand il paraît suffisamment argenté. Quand on met très peu de formol, l'argenture paraît se faire au contraire d'une façon trop rapide, et conduire à des dépôts plus épais. En même temps, le bain ne change pas de couleur, tandis que dans le premier cas, il présente toute

la gamme des virages si bien connus. Je pense que la concentration du formol favorise la précipitation de l'argent au sein du liquide, ce qui doit gêner l'argenture (qui est due probablement à l'action directe du verre sur les molécules d'argent), et la rend ainsi plus lente et moins complète. L'argenture durait 2 à 3 minutes. Le disque argenté était lavé à l'eau distillée puis à l'alcool distillé, ensuite séché rapidement et introduit dans la petite cloche destinée à l'étude du recul. Dans cette expérience il s'agissait de recueillir sur le disque récepteur B tous les atomes de Ra B ayant pu traverser l'argent. Aussi ce disque était maintenu chargé négativement, par rapport au plateau du fond.

L'exposition commençait au temps $4^m 30^s$, elle durait 6 minutes.

L'activité du disque B était ensuite mesurée à l'électromètre et suivie pendant 1 heure environ. L'activité du disque A était mesurée à l'époque où elle se maintient constante pendant quelque temps à cause de l'équilibre entre la formation et la destruction du Ra C; puis on détermine l'épaisseur de l'argent par la méthode d'ioduration décrite par Vincent (1).

Dans cette méthode, on dépose sur la surface argentée un grain minuscule d'iode. La vapeur d'iode attaque l'argent en étendant son action sur des cercles concentriques qui présentent les couleurs des anneaux de Newton à centre blanc. Au voisinage du grain l'attaque est complète, aussi la couleur de la plage environnant le grain nous renseigne sur l'épaisseur maxima de l'iodure, et par conséquent sur l'épaisseur de l'argent.

J'ai pu constater que des couches d'une épaisseur voisine de 10^{μ} (couleur gris bleu de l'iodure), se laissent traverser par les atomes projetés. Les couches examinées au microscope se montraient absolument continues.

(1) VINCENT, *Thèse*, Paris, 1899, p. 48.

Une expérience simple montre que l'argenture recouvrait effectivement le dépôt actif. En effet, par un frottement léger, on peut enlever l'argenture sans enlever de l'activité au disque.

Des couches d'épaisseur supérieure à 20^μ (jaune), arrêtent la matière projetée presque complètement.

Dans ces expériences, l'activité relative des récepteurs était définie comme égale au rapport de leur activité maximum B, à l'activité du disque A mesurée à l'époque où elle varie peu (environ 30 minutes après qu'on ait retiré le disque actif de l'émanation). Ce procédé n'est pas aussi direct que celui décrit plus haut, mais la mesure initiale de l'activité du disque A ne signifie rien ici pour les raisons suivantes. C'est un fait connu que les argentures ne réussissent que si le disque de verre est mouillé par l'eau. Or, le verre le plus propre qui vient de subir le dernier lavage à l'eau distillée perd la propriété d'être mouillé par l'eau si on le sèche complètement à l'étuve ou sur une flamme. C'est pourquoi je renonçai à sécher complètement mes disques. Je me suis contenté de les appuyer contre un papier de soie. Dans ces conditions un peu d'humidité pouvait rester sur le disque. Le Ra A déposé sur le disque devait donc être enlevé en partie par le ringage indispensable à l'eau distillée qui précède l'argenture. De plus, le dépôt actif pouvait être faiblement soluble dans les réactifs employés.

La mesure initiale du disque A ne devait donc avoir aucun sens. L'activité de ce disque au temps 30^m pouvait par contre être considérée comme grossièrement proportionnelle à la quantité de Ra A utilisée pour la projection. Voici quelques résultats obtenus :

Couleur de l'iodure.	Épaisseur.	$\frac{B}{A}$.
Bleu	10 ^μ	2.10 ⁻²
Blanc	16 ^μ environ	1,5.10 ⁻²
Jaune blanc.....	19 ^μ	0,6.10 ⁻²
Disque non argenté....	0	3,8.10 ⁻²

Il résulte de ces expériences que la couche d'argent qui arrête les atomes expulsés dans leur recul a une épaisseur voisine de 20^{μ} .

La couche d'argent équivalente au point de vue de la masse à $0^{\text{mm}},12$ d'air est de 16^{μ} .

Il paraît possible d'appliquer cette méthode à d'autres substances solides qu'on peut obtenir à l'état de couches minces comme par exemple le collodion. Pour les métaux, la pulvérisation cathodique pourrait fournir une méthode générale d'étude de l'absorption du recul.

3. *Parcours dans l'hydrogène.* — J'ai cherché également à déterminer le parcours des atomes projetés dans l'hydrogène. La méthode employée était identique à celle utilisée dans l'étude du parcours dans l'air. L'hydrogène était préparé par l'action de H Cl pur sur le zinc pur. On le débarrassait de H Cl par un barboteur à Na OH de l'humidité par un barboteur à H^2SO^4 , et un long tube rempli d'anhydride phosphorique.

L'appareil utilisé est représenté sur la figure 4.

Cet appareil est constitué par une cloche rodée de 300^{cm^3} qui se termine par une douille de 20^{mm} de diamètre fermée par un bouchon rodé. A ce bouchon est soudé latéralement un robinet r_1 ; dans le bouchon est mastiquée une tige t_1 qu'on peut prolonger par des raccords de longueurs connues. On visse le disque A sur la tige t_1 , soit directement, soit par l'intermédiaire des raccords.

Dans la plaque rodée servant de fond de la cloche, percée de trous convenables, sont mastiqués : un robinet r_2 , une tige centrale t_2 , sur laquelle on visse le disque récepteur B de 6^{mm} de diamètre, enfin, une troisième tige t_3 dont l'utilité sera expliquée tout à l'heure.

Le robinet r_2 communique avec une grande cloche (15^{l}) remplie d'hydrogène pur; le robinet r_1 avec un mano-

mètre, la trompe à eau, et une grande cloche de 15^l vidée à la trompe.

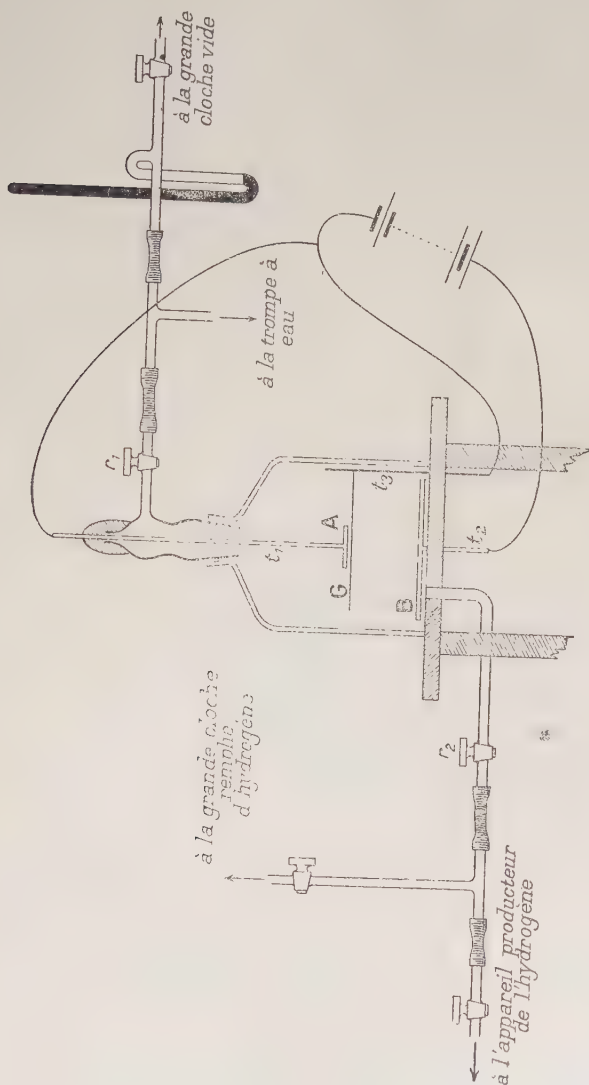


Fig. 4.

On commence par remplir d'hydrogène la cloche de
W.

300^{cm}³. Pour faire l'expérience, on enlève le bouchon rodé, on visse sur la tige t_1 le disque actif A de 17^{mm} de diamètre en laiton platiné, on referme la cloche. On y fait le vide en la faisant communiquer au moyen de r_1 avec la grande cloche et la trompe à eau. On ferme le robinet r_1 ; on ouvre r_2 , en introduisant ainsi de l'hydrogène dans la cloche, on ferme r_2 et l'on rouvre r_1 . On refait ces opérations six fois de suite, ce qui permet de considérer, finalement le gaz de la cloche comme étant de l'hydrogène pratiquement pur. Enfin, au moyen de la trompe, à eau, on ramène la pression à la valeur voulue. Malgré la multiplicité de ces opérations l'exposition du disque B pouvait commencer au temps 6^m. Afin d'éviter une activation de ce disque, pendant les opérations nécessaires au remplissage de la cloche, une plaque de fer carré de 2^{cm} de côté était interposée entre A et B, pouvant glisser dans un rectangle de 2×4 ^{cm}, supporté par la tige t_3 (fig. 5). En inclinant l'appareil tout entier, on

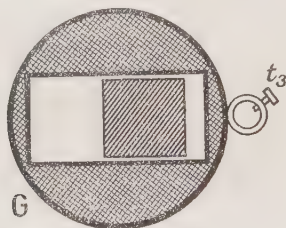


Fig. 5.

faisait glisser la plaque et l'on exposait le récepteur au rayonnement du disque A. Enfin, la tige t_3 portait également un anneau G sur lequel était tendue une toile métallique. La tige t_2 était reliée au pôle positif; les tiges t_1 et t_3 au pôle négatif d'une batterie d'accumulateurs.

Au temps 12^m, on faisait revenir la plaque de fer dans sa position primitive, on admettait de l'air dans la cloche,

on enlevait le bouchon, puis la cloche, puis les deux disques. L'activité du disque était mesurée comme dans les expériences faites dans l'air, au temps $1^m 15^s$. On mesurait également l'activité du disque B définie comme cela a été fait précédemment.

Dans les courbes ci-dessous (*fig. 6*), les ordonnées

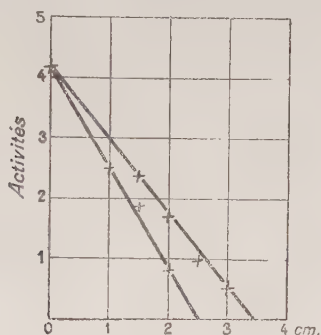


Fig. 6.

ont la même signification que dans les expériences précédentes relatives à l'air. Les abscisses sont les distances des deux disques en centimètres. La courbe supérieure se rapporte à la pression de 15^{mm}; la courbe inférieure à la pression de 25^{mm}.

Les courbes affectent encore une forme linéaire. Elles conduisent à admettre à la pression de 15^{mm} un parcours égal à 35^{mm} environ, à la pression de 22^{mm}, un parcours de 25^{mm}, ce qui donne par extrapolation 0^{mm},7 pour la valeur du parcours des atomes de Ra B projetés dans l'hydrogène à la pression atmosphérique. Ce parcours est environ six fois plus grand que le parcours dans l'air.

Dans ces expériences, ainsi que dans celles faites dans l'air, les nombres utilisés sont pour chaque cas des moyennes d'un grand nombre d'expériences, pouvant présenter entre elles des écarts allant jusqu'à 25 pour 100. Cette faible précision tient à ce qu'à l'époque de ce pre-

mier travail, je ne connaissais pas encore toutes les précautions qu'il fallait prendre dans l'étude du recul. Ces précautions sont exposées plus loin; je ne voudrais parler ici que du rôle très important que joue dans l'émission aussi absorbable l'état de la surface active. L'existence de ces écarts ne permet de considérer la loi linéaire obtenue que comme une première approximation.

Cette loi linéaire était susceptible d'une interprétation séduisante par sa simplicité. Supposons que les particules projetées parcourent toutes en ligne droite la longueur totale du parcours maximum défini comme nous l'avons fait plus haut, et que le nombre de particules émises dans un petit angle solide donné ne dépend pas de l'angle que la direction de l'émission fait avec le plan du disque actif.

Autrement dit, admettons que l'absorption du rayonnement α se fait d'une manière semblable à celle des rayons α . S'il en est ainsi, les atomes projetés seront au moment de leur arrêt répartis sur la surface d'une sphère d'un rayon p égal au parcours, et leur densité superficielle sera constante. Un récepteur placé à une distance d inférieure à p recueillera donc un nombre d'atomes proportionnel à la surface du segment de la sphère qui l'intercepte et, par conséquent, proportionnel à $p - d$; la relation entre l'activité d'un récepteur et sa distance au disque actif sera linéaire, comme l'est la relation indiquée par les expériences.

Mes expériences suggéraient donc l'idée que le mécanisme d'absorption des atomes projetés est identique à celui des particules α .

Or, Russ et Makower en étudiant le rayonnement α émis par l'émanation condensée sont arrivés à des conclusions tout à fait différentes. La loi d'absorption obtenue par ces auteurs était de forme exponentielle, ce qui rapprocherait plutôt l'absorption du rayonnement α de celle du rayonnement β . Toutefois, dans les

expériences de Russ et Makower, il était à craindre que la source active elle-même n'exercât d'action considérable sur le rayonnement étudié. En effet, il aurait suffi d'une trace de gaz condensable pour donner à la couche active une épaisseur pouvant déterminer une modification importante des propriétés d'un rayonnement aussi absorbable. Pour cette raison les expériences où l'on utilise comme source active du Ra A semblaient en principe préférables.

Néanmoins, la méthode du rayonnement total employée dans ce travail était manifestement insuffisante pour permettre d'éclaircir d'une manière définitive le mécanisme d'absorption.

C. — ABSORPTION D'UN FAISCEAU ÉTROIT DES PARTICULES α .

1. *Activation des disques.* — Je me suis proposé d'étudier l'absorption des rayons α du RaA en utilisant un faisceau canalisé d'atomes projetés. Pour l'étude des détails de l'absorption, cette méthode est préférable à la précédente, car on n'étudie ici que ce qui se passe dans une direction bien déterminée, ce qui simplifie beaucoup l'interprétation des résultats.

Il paraissait important dans ce travail de préciser mieux que cela n'a été fait jusqu'ici les conditions d'émission des rayons α . En premier lieu, il s'agissait de déposer la substance active sur des surfaces bien polies, inaltérables au point de vue chimique, afin d'éviter la possibilité de formation sur ces surfaces de couches absorbantes pour le rayonnement étudié. Le choix du platine s'imposait, mais il était évidemment trop coûteux d'employer des disques de platine. J'avais essayé d'employer tout d'abord des disques de laiton platinés par voie électrolytique. Mais les couches de platine ainsi obtenues étaient granuleuses et l'on ne pouvait pas les polir convenable-

ment. J'ai été amené à employer des feuilles de platine de $\frac{4}{20}$ de millimètre d'épaisseur, soudées sur le disque de laiton. Voici comment M. Ragot, le mécanicien du laboratoire, prépare ces disques à feuille de platine. On commence par étamer le disque de laiton, puis on y pose une feuille de platine de surface plus grande que le disque; sur la feuille on applique une plaque de laiton et l'on tient le tout avec une longue pince en fer au-dessus de la flamme d'un bec Bunsen. Lorsque la soudure commence à couler, on serre fortement la pince. Il ne faut pas trop chauffer pour éviter la formation de l'alliage étain-platine, qui perce la feuille. Le disque refroidi, on découpe la feuille et l'on enlève l'excès de la soudure au tour. On obtient de cette manière de très bonnes surfaces de platine qu'on peut parfaitement polir.

Avant chaque activation, ces disques étaient nettoyés avec un grand soin, et pour cela ils étaient polis au papier fin d'émeri, puis lavés à l'éther, à l'alcool, à l'eau distillée, puis à l'acide chromique, puis de nouveau à l'eau distillée, enfin séchés à la flamme d'un bec Bunsen.

Un autre problème d'ordre technique à résoudre était celui de l'activation des disques. Il fallait obtenir des quantités de Ra A aussi grandes que possible à l'état aussi pur que possible, et faire l'activation dans des conditions bien déterminées. La première condition exigeait qu'on employât de grandes quantités d'émanation de radium. Or, une grande quantité d'émanation est une chose précieuse, car, pour l'avoir, il faut attendre qu'elle s'accumule pendant quelques jours dans la solution de radium. Il faut donc que la même émanation puisse servir dans un grand nombre d'expériences.

Lorsque cette condition n'est pas requise, on fait l'activation dans un appareil fermé muni d'un bouchon, qui porte la surface à activer. En retirant le corps activé, on met forcément l'appareil en communication avec

l'atmosphère et l'on perd généralement beaucoup d'émanation avant qu'on ait le temps de le refermer. Dans le précédent travail, où j'employais des faibles quantités d'émanation, je n'avais pas à me préoccuper de cette difficulté. Je conservais l'émanation dans un récipient de 500^{cm}³, l'activation se faisait dans un petit flacon de 50^{cm}³; avant chaque opération, on y faisait le vide et on le mettait ensuite en communication avec le récipient. On n'utilisait donc pour chaque activation que le dixième environ de la quantité totale d'émanation et le récipient pouvait servir de réservoir d'émanation pour un certain nombre d'expériences. Mais dans le cas considéré, il fallait que toute l'émanation se trouvât dans l'appareil d'activation; il fallait donc imaginer un moyen de réduire au minimum la perte d'émanation pendant l'introduction ou l'enlèvement du disque. Un procédé permettant d'éviter des pertes d'émanation a été employé par différents auteurs; il consiste à conserver l'émanation dans une éprouvette au-dessus du mercure; on introduit alors le corps à activer à travers le mercure et on le retire de la même manière. Ce procédé est excellent dans beaucoup de cas, mais il ne convient pas, à mon avis, pour l'étude du recul, car le passage du corps activé à travers le mercure, toujours oxydé en présence de l'émanation, peut salir la surface active. J'ai été amené à imaginer pour cette étude un appareil d'activation spécial, dans lequel on peut introduire ou duquel on peut retirer rapidement le disque à activer, sans mettre l'émanation en communication avec l'atmosphère.

L'appareil (*fig. 7*) se compose essentiellement de deux parties, dont l'une G est une boîte cylindrique en laiton devant contenir l'émanation, tandis que l'autre partie K reçoit le bouchon rodé portant le disque à activer. Le col du bouchon est monté dans une plaque rectangulaire rodée P qui glisse, convenablement graissée, sur le disque

rodé D, constituant la partie supérieure de la boîte G. Au centre du disque, se trouve une ouverture circulaire de 14^{mm} de diamètre. La plaque P peut occuper deux

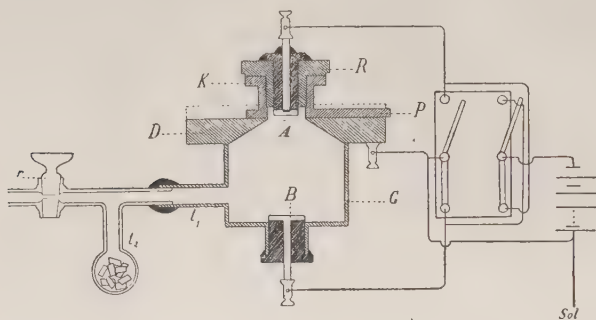


Fig. 7.

positions différentes qui correspondent aux deux phases de l'emploi de l'appareil.

Dans la première position, la partie pleine de la plaque recouvre l'ouverture de la boîte G réalisant sa fermeture étanche. On peut alors introduire ou retirer le bouchon R sans nuire à l'étanchéité de la boîte. Dans la deuxième position, c'est le col rodé portant le bouchon qui se trouve en regard de l'ouverture de la boîte; l'espace intérieur du col s'ouvre alors sur l'espace intérieur de la boîte remplie d'émanation. Dans le bouchon passe une tige isolée à l'ébonite, sur laquelle on visse le disque à activer A. Un bouchon d'ébonite traversé d'une tige isolée sur laquelle est vissé un plateau B de 12^{mm} de diamètre est mastiqué dans la partie inférieure de la boîte. Dans le tube t_1 soudé latéralement à la boîte est mastiqué un ajutage en verre comprenant le robinet r et le tube t_2 contenant du sodium. La boîte de l'appareil communique constamment avec le sol. Les deux tiges isolées communiquent aux bornes d'un inverseur qui permet, soit de mettre le disque B au sol et de réunir le disque A

au potentiel négatif d'une batterie d'accumulateurs de 800 volts, dont l'autre pôle est au sol, soit de porter le potentiel de B à —800 volts et de mettre A au sol. Avant l'activation la plaque se trouve dans la première position et le champ est établi entre l'enceinte et le disque B. Le sodium absorbe la vapeur d'eau qui se forme constamment en présence de l'émanation, par suite de l'attaque des matières organiques (graisse, ébonite, mastic). On évite de cette manière la formation au sein du gaz de gouttelettes ultra-microscopiques, qui viennent se condenser dans l'air humide sur les atomes de dépôt actif (1). Le champ électrique enlève en partie le dépôt actif qui se forme au sein du gaz. En l'absence du champ, la plus grosse quantité de dépôt actif reste suspendue dans le gaz comme il résulte des expériences de M. Debierne. Toutes ces suspensions sont constituées principalement par du Ra B et du Ra C. Le desséchage du gaz et l'emploi du champ électrique ont pour effet de purger l'émanation de ces suspensions qui autrement viendraient au moment de l'activation se précipiter sur le disque A et troubler le mécanisme normal de l'activation.

On aurait ainsi sur le disque, à côté du Ra A, de la matière active nuisible pour l'étude du recul, car elle serait composée surtout de Ra B et de Ra C qui donneraient lieu à ce que nous avons appelé *les activations parasites* dues au recul β du Ra C et à la volatilité du Ra B et du Ra C. De plus, si l'on n'empêchait pas la formation de brouillards, cette matière nuisible se trouverait en partie dans un état physique particulier, qui faciliterait ces phénomènes de volatilité très gênants dans l'étude du recul. Pour toutes ces raisons, les précautions décrites plus haut sont indispensables.

Pour faire une activation, on visse le disque sur le

(1) M^{me} CURIE, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. CXLVII, p. 379.

bouchon; on introduit le bouchon dans le col et l'on pousse la plaque dans sa deuxième position. (Le mouvement de la plaque est guidé par deux barres de laiton vissées sur le disque D, sa position exacte est définie au moyen d'un repère.) En même temps, on fait basculer le pont de l'inverseur, ce qui a pour effet de mettre le disque A au potentiel de —800 volts et le disque B au sol. L'activation doit durer de 1 à 2 minutes; si l'on active pendant plus longtemps, des quantités appréciables de Ra B se forment sur le disque et l'observation du recul peut être gênée par des phénomènes parasites, tels que le recul β du Ra C. Le temps d'activation de 6 minutes employé dans les expériences décrites plus haut est certainement trop long et il est probablement responsable d'une partie des irrégularités observées. Cependant, il faut remarquer que toutes les précautions décrites ici avaient un peu moins d'importance dans mes premières expériences, où j'avais employé des concentrations faibles d'émanation : dans ce cas tous les phénomènes secondaires, tels que la formation des brouillards ou suspensions, se font beaucoup moins sentir.

L'activation terminée, on met le disque A au sol en manœuvrant l'inverseur, puis on fait revenir la plaque dans sa position primitive; on peut alors retirer le bouchon et enlever le disque actif qui est prêt pour l'expérience.

Il ne serait peut-être pas superflu de résumer ici les conditions auxquelles il est nécessaire de satisfaire pour observer le recul du Ra B, sans complications gênantes :

1^o Les surfaces à activer doivent être inaltérables et bien polies;

2^o Avant l'activation, l'émanation doit rester pendant quelque temps sous l'action d'un champ électrique intense;

3° L'air de l'appareil d'activation doit être soigneusement desséché;

4° L'activation doit être de durée aussi courte que possible.

Il convient encore d'ajouter que cette purification de l'émanation par le champ électrique et par l'action des desséchants demande un certain temps qui est de l'ordre de quelques heures. Aussi, lorsqu'on vient d'introduire dans l'appareil l'émanation puisée d'un flacon contenant une solution de radium, il faut attendre 4 à 6 heures pour faire des activations dans de bonnes conditions.

2. *Méthode.* — La méthode utilisée dans ce travail consiste à étudier l'absorption des rayons α le long d'un faisceau canalisé d'atomes projetés.

Sur le trajet du faisceau, on disposait des récepteurs et l'on étudiait la variation du nombre de particules α en fonction de la distance, par la mesure de l'activité des récepteurs placés à différentes distances de la source. Pour la mesure du nombre des particules α transmises à une distance donnée, j'ai choisi une méthode différente de celle employée précédemment. Dans cette méthode, il n'est pas nécessaire de déterminer la quantité de Ra A présente sur le disque actif. On utilise en effet, pour une série d'activations successives des récepteurs, le rayonnement α du même disque actif, du même Ra A si l'on peut dire ainsi. On s'arrange pour que toutes les expositions des récepteurs soient d'égale durée et l'on note l'instant initial de chaque exposition. La quantité de Ra A varie, en fonction du temps, suivant une loi exponentielle; il est donc facile de savoir quelle est la fraction de la quantité initiale de Ra A qui se trouve sur le disque au début de chaque exposition. Il est donc possible de ramener les activités de tous les récepteurs à la même quantité

de RaA, c'est-à-dire au même nombre de particules α projetées. En effet, toutes les expositions étant d'égale durée, le nombre de particules α émises dans chaque exposition est proportionnel à la quantité de Ra A présente au début de cette exposition.

Cette méthode a, sur la précédente, l'avantage d'être plus rapide. En effet, une seule expérience suffit à donner un aspect général de la loi d'absorption. En combinant plusieurs expériences, on obtient la loi d'absorption complète. De plus, la méthode est susceptible d'un contrôle qui permet à l'expérimentateur de se rendre compte du degré de pureté des phénomènes observés, c'est-à-dire de voir à quel point on est arrivé à éviter les *activations parasites*, phénomènes étrangers au recul α étudié. Pour cela, il suffit de comparer l'activité des deux récepteurs exposés dans des conditions identiques : à la même distance, sous la même pression, dans le même gaz. Si les activités des récepteurs ne sont dues qu'au recul du Ra B, le rapport de ces activités doit être égal au rapport des quantités de Ra A présentes au début de chaque exposition, c'est-à-dire à $e^{-\lambda_A t}$, où λ_A est la constante de la transformation du Ra A, t le temps qui sépare les deux expositions.

Par contre, les activations parasites sont dues au Ra B et Ra C présents sur le disque actif et l'intensité de ces effets varie en fonction du temps d'une manière assez irrégulière et semble être grossièrement proportionnelle à la quantité de dépôt actif à évolution lente (Ra B et Ra C). La présence de ces effets doit donc modifier sensiblement la valeur du rapport calculée à partir de la loi exponentielle du Ra A; inversement, si ce rapport se montre systématiquement très voisin du nombre théorique, on peut en conclure que les activations parasites ne jouent dans les expériences qu'un rôle très restreint. Les détails de la méthode, le mode de calcul, les causes

d'erreurs, etc., ne pourront être expliquées utilement qu'à la suite de la description du dispositif expérimental.

Pour qu'un seul disque actif puisse servir dans une série d'expositions, il faut que la quantité initiale de Ra A soit très grande; d'autant plus que dans la méthode de canalisation des rayons, on diminue dans des proportions très considérables l'intensité des effets observés. C'est cette nécessité d'avoir des activités très fortes qui m'a conduit à imaginer l'appareil décrit plus haut.

3. *Dispositif expérimental.* — Pour étudier commodément l'absorption des rayons α , il faut réaliser un faisceau d'atomes projetés sur un trajet de quelques centimètres, il faut donc que les expositions se fassent sous des pressions assez basses, de l'ordre de 1^{mm}; il est nécessaire que ces pressions puissent être atteintes très rapidement, si l'on veut faire avec le même disque toute une série d'expositions successives; il faut, de plus, que chaque exposition se fasse dans des conditions bien déterminées et qu'on en puisse définir exactement le commencement et la fin. Le dispositif expérimental devait donc répondre à toutes ces exigences.

L'appareil destiné à l'étude de l'absorption du rayonnement α est représenté sur la figure 8. Il se compose essentiellement de deux parties cylindriques en verre de 50^{mm} de diamètre intérieur qui se raccordent l'une à l'autre par des couronnes de laiton K_1 , K_2 mastiquées dans le verre (5^{mm} d'épaisseur, 50^{mm} de diamètre intérieur, 70^{mm} de diamètre extérieur) à face plane rodée. La partie inférieure G_1 est fixe; elle reçoit le disque actif et le dispositif servant à canaliser les rayons. Un tube t_2 est soudé à angle droit à l'axe du cylindre G_1 ; à ce tube se raccorde par un rodage conique un tube t_3 , dans lequel est mastiquée une tige de laiton l_1 . La tige est filetée et l'on peut y visser diverses pièces permettant de fixer le

disque actif A; j'employai généralement la pièce coudée *e* formée de deux tiges de 6^{mm} de diamètre soudée à angle droit, et le montage était fait de manière que l'axe du cylindre *G*₁ se trouve dans le point d'intersection des axes

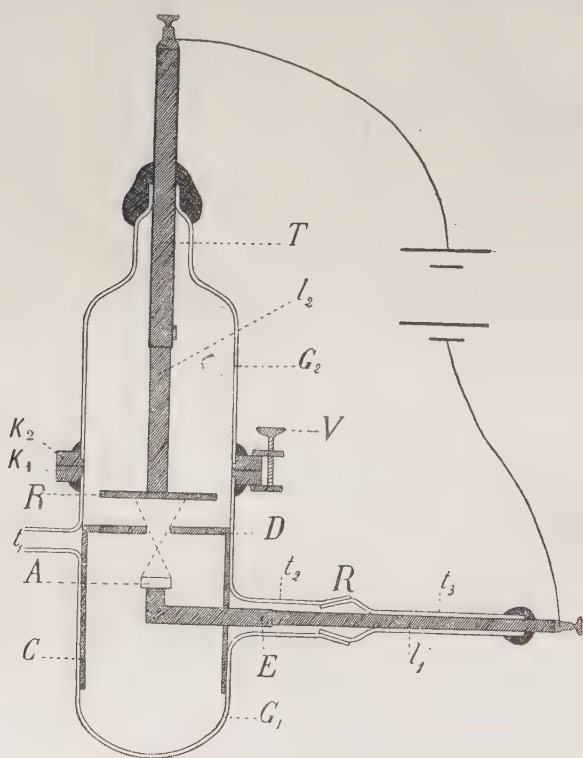


Fig. 8.

des deux tiges. La tige courte de la pièce coudée portait un pas de vis sur lequel venait se visser le disque actif A.

Pour canaliser les rayons, je me servais du diaphragme D, soudé sur le cylindre C, de diamètre légèrement inférieur à 50^{mm} qui pouvait glisser librement dans la partie cylindrique *G*₁. Sur la surface du cylindre

une fente était pratiquée dans le sens de sa longueur de 6^{mm} de largeur; cette fente commençait au bord inférieur du cylindre, à son extrémité supérieure, elle était arrondie en forme de demi-cercle. Cette fente servait à définir la position exacte du diaphragme; en effet, grâce à cette fente, on introduisait le cylindre sur la tige horizontale de la pièce coudée et on le faisait descendre jusqu'au bout de sa course définie par l'extrémité arrondie de la fente. Dans cette position, le plan supérieur du diaphragme se trouvait à une distance de 17^{mm} du plan du disque actif, lorsque le rodage était orienté de manière que la face active du disque soit perpendiculaire à l'axe du cylindre, et tournée vers le diaphragme. L'orifice du diaphragme était circulaire et avait 7^{mm} de diamètre. L'angle solide soutenu par cet orifice était donc égal à

$$2\pi \frac{\sqrt{17^2 + 3,5^2} - 17}{\sqrt{17^2 + 3,5^2}} = 2\pi \frac{17,36 - 17}{17,36} = 2\pi \cdot 0,0207.$$

Il en résulte que $\frac{4}{50}$ seulement du nombre total de particules émises pouvait traverser le diaphragme. La canalisation ainsi obtenue était assez imparfaite, puisque comme le montre un calcul facile, les particules émises sous un angle de 24° avec la normale au disque pouvaient encore traverser l'orifice, mais on ne pouvait pas songer à limiter davantage le faisceau, car on aurait obtenu des effets trop faibles.

A G₁ est soudé latéralement le tube t₁. Par ce tube l'appareil communique constamment avec un manomètre à mercure; en outre, par ce tube et par un système de robinets l'appareil peut être mis en communication avec la pompe à enveloppe de Gaede, avec une jauge de MacLeod permettant de mesurer les pressions comprises entre 10⁻² mm et 10^{mm} de mercure et, s'il y a lieu, avec une grande cloche de 20^l remplie de gaz à étudier.

La partie supérieure G_2 de l'appareil sert à fixer les récepteurs; le cylindre de verre de 50mm de diamètre se prolonge par un tube étroit dans lequel est mastiqué un tube de laiton T fermé à son extrémité supérieure. Afin d'éviter des déformations dues à la plasticité du mastic, le masticage est renforcé par une couche de ciment obtenue par le mélange de l'amianté effilochée et du silicate de soude.

Ce ciment recouvre également le masticage en t_3 . Je l'emploie toutes les fois que l'indéformabilité de l'appareil n'est pas garantie par le mode de juxtaposition des pièces mastiquées. Dans le tube en laiton T glisse à frottement doux la tige de laiton l_2 sur laquelle on peut visser le disque R de 40mm de diamètre servant de récepteur. On peut arrêter la tige dans le tube par un système de raccord à baïonnette dans différentes positions qui correspondent aux distances suivantes du récepteur au disque actif : 22mm , 27mm , 37mm , 47mm . Les dimensions du récepteur étaient calculées de telle manière qu'il interceptait intégralement à toute distance le faisceau géométrique défini par le diaphragme. La tige l_1 et le tube T sont munis de bornes par lesquelles on peut établir un champ électrique entre le récepteur R et le diaphragme D.

4. *Marche d'une expérience.* — On retire au temps zéro de l'appareil d'activation le disque A activé dans les conditions décrites plus haut. On le chauffe pendant 15 secondes au-dessus d'un bec Bunsen afin de lui faire dégager l'émanation absorbée, et on le transporte dans la salle où est monté l'appareil pour l'étude du rayonnement α (l'activation se faisait sur une terrasse aérée, cette séparation de locaux est indispensable dans les laboratoires de radioactivité, autrement tous les appareils délicats seraient activés par l'émanation qui s'échappe

des appareils d'activation au moment où on les ouvre).

On entoure le disque actif d'un petit tube servant d'anneau de garde, ce qui a pour effet de supprimer le rayonnement des bords du disque qui pourrait se présenter dans d'autres conditions que le rayonnement de sa surface plane. On visse ensuite le disque sur la pièce coudée e , on introduit dans la partie G , le cylindre C avec le diaphragme. On fait tourner le tube t_3 dans le rodage, de manière à diriger vers le bas la face active du disque A . Dans cette position, le rayonnement a du disque actif ne peut pas arriver sur le diaphragme; on évite ainsi une activation du récepteur dans la période préparatoire de l'expérience.

Sur la couronne rodée, K_1 convenablement graissée, on pose la couronne K_2 de la partie G_2 où se trouve fixé le récepteur R et l'on établit un champ électrique entre R et G en réunissant le récepteur R au pôle positif, le diaphragme D au pôle négatif d'une batterie d'accumulateurs de 70 volts.

On met ensuite en marche la pompe Gaede et l'on met l'appareil en communication avec la pompe. On fait le vide dans l'appareil et dans la jauge pendant un temps déterminé; on ferme ensuite la communication conduisant à la pompe, en laissant toutefois la jauge en communication avec l'appareil. On peut alors commencer l'expérience proprement dite; à cet effet, on tourne le rodage de manière à donner au disque sa position normale où sa face active est horizontale et tournée vers le haut. On note au moyen d'un compte-secondes l'instant t_1 du commencement de l'exposition. Ce temps t_1 était généralement voisin de 4 minutes; l'exposition durait 1 minute 30 secondes. Pendant l'exposition, on mesurait à plusieurs reprises la pression à la jauge. Pour obtenir une pression donnée, mettons 2^{mm} de mercure, on ne pouvait pas se servir du manomètre, car une pression de 2^{mm} ne peut pas être lue facilement sur

un manomètre, surtout lorsque le mercure est en mouvement. Je n'observais que mon compte-secondes pendant la marche de la pompe. En effet, la pompe à enveloppe de Gaede travaille d'une manière très régulière, lorsque la tension aux bornes du moteur est constante, et le vide atteint est presque exactement fonction du temps pendant lequel l'appareil communique avec la pompe en marche. Par exemple, la pression de 2^{mm} était atteinte au bout de 23 secondes environ, la pression de 1^{mm} au bout de 40 secondes, etc.

À l'instant où le compte-secondes marquait le temps correspondant à la pression qu'on voulait atteindre, on séparait l'appareil de la pompe, et l'on commençait l'exposition.

Au bout de 1 minute 30 secondes, on retournait le rodage de manière à orienter le disque actif vers le bas et à arrêter ainsi l'arrivée des atomes de RaB sur le récepteur. On introduisait dans l'appareil de l'air sec et l'on enlevait la partie G_2 . Il est en général assez difficile de séparer normalement deux surfaces planes rodées appliquées l'une contre l'autre par la forte pression qui s'exerce sur un appareil vidé. Pour remédier à cet inconvénient, M. Ragot, le mécanicien du laboratoire a imaginé un artifice qui est d'un usage courant au Laboratoire de Radioactivité. La couronne K_2 porte une vis à forte tête V; la couronne K_1 porte une butée qui se trouve en regard de la vis; en serrant la vis contre la butée, on décolle, sans aucune difficulté, les couronnes.

On retire alors le récepteur R et l'on visse sur la tige t_2 un autre récepteur, en laissant la tige l_2 dans la même position ou en modifiant cette position, suivant qu'on veut faire la nouvelle exposition à la même distance du disque actif ou à une distance différente. On remet le tube G_2 sur G_1 et l'on refait les opérations décrites plus haut. La deuxième exposition commence au temps t_2 ;

elle dure 1 minute 30 secondes, comme la première. L'intervalle $t_1 - t_2$ entre les deux expositions est de 3 à 4 minutes. On arrive ainsi à faire avec le disque A jusqu'à six expositions successives.

Mes expériences ont porté sur l'air et sur l'hydrogène. Lorsqu'on veut observer les rayons α dans l'hydrogène, on opère d'une manière légèrement différente. On fait d'abord le vide dans l'appareil jusqu'à 1^{mm}, puis on sépare l'appareil de la pompe; on admet de l'hydrogène venant d'une grande cloche de 20^l remplie à la pression atmosphérique. Le volume de l'appareil avec la jauge étant de 300^{cm} environ, la pression dans l'appareil sera après ce remplissage très voisine de la pression atmosphérique. On a donc après cette opération de l'hydrogène pur à $\frac{1}{750}$ environ près. On refait de nouveau le vide jusqu'à 1^{mm}, et l'on remplit de nouveau l'appareil d'hydrogène : la proportion d'air qui reste après ce deuxième remplissage est tout à fait négligeable. On ramène donc la pression à la valeur voulue et l'on fait l'expérience.

Les expositions durent en tout jusqu'à 25 minutes. Au bout de ce temps, on n'a qu'à mesurer les activités des récepteurs. La valeur de l'activité choisie dans les calculs est la valeur maxima atteinte 32 minutes environ après l'exposition. C'est à cette époque-là que les activités se laissent le plus facilement comparer, car elles varient alors très peu en fonction du temps.

5. *Mode de calcul.* — Voici maintenant comment on utilise les nombres obtenus dans ces mesures pour l'étude de l'absorption du rayonnement α . Admettons que les récepteurs aient été exposés à des instants $t_1, t_2, \dots, t_6$ sous des pressions $p_1, p_2, \dots, p_6$, et qu'ils aient été placés à des distances $d_1, d_2, \dots, d_6$, certaines de ces distances ou pressions pouvant être égales entre elles. Soient

$R_1, R_2, \dots, R_c$ les activités des récepteurs mesurées comme nous venons de l'expliquer; enfin, soit A_1 la quantité de Ra A au commencement de la première exposition, quantité qu'on ne cherchait d'ailleurs pas à déterminer. $K \frac{R_1}{A_1}$ où K est une constante, est le nombre relatif de particules α transmises à une distance d_1 , sous la pression p_1 . Au temps t_2 , la quantité de Ra A sera

$$A_1 e^{-\lambda_A (t_2 - t_1)}.$$

Le nombre relatif de particules α transmises à une distance d_2 sous la pression p_2 sera donc

$$K \frac{R_2}{A_1 e^{-\lambda_A (t_2 - t_1)}}.$$

Pour la $n^{\text{ième}}$ exposition, nous aurons pareillement

$$K \frac{R_n}{A_1 e^{-\lambda_A (t_n - t_1)}}.$$

On peut donner à $\frac{K}{A_1}$ une valeur arbitraire égale à l'unité.

Si toutes les expositions avaient été faites sous la même pression p , il aurait suffi, pour obtenir quelques points de la courbe d'absorption du rayonnement α sous cette pression, de porter ces expressions en fonction de d .

Mais ces pressions ont été, en réalité, différentes. Pour utiliser les résultats, dans ces conditions, j'ai fait une hypothèse que j'ai pu d'ailleurs vérifier dans certains cas particuliers, et dont la légitimité résulte de tout ce que nous savons sur l'absorption des rayonnements, analogues au rayonnement α : tels que les rayons α, β , rayons cathodiques. Cette hypothèse consiste à admettre que le nombre des particules transmises sous une pression p_0 à une distance d_0 est égal au nombre des particules transmises sous la pression p' à la distance d' , si l'on a $p_0 d_0 = p' d'$. Autrement dit, l'absorption du rayonne-

ment α , comme de tous les autres rayonnements analogues, serait dans un gaz donné, fonction uniquement de la masse de ce gaz, traversée par les rayons, et non pas de la concentration du gaz. On aurait donc pour toutes les pressions la même loi d'absorption. En partant de cette hypothèse, j'ai pu réduire tous les résultats à la même pression, p_1 par exemple, et pour cela il a suffi de considérer, au lieu des distances $d_2, \dots, d_6$ vraies, les distances réduites

$$\frac{p_2 d_2}{p_1}, \dots, \frac{p_6 d_6}{p_1}.$$

En ce qui concerne la justification de ce procédé, j'ai pu, par exemple, me convaincre facilement que l'intensité transmise sous la pression de $3^{\text{mm}},7$ à la distance de 22^{mm} était égale à l'intensité transmise sous la pression de $2^{\text{mm}},2$ à une distance de 37^{mm} .

De cette manière on pourrait obtenir, par une seule expérience, six points expérimentaux de la courbe d'absorption cherchée. Mais, en pratique, les deux dernières expositions donnaient des activités très faibles qui ne pouvaient pas être mesurées avec autant de précision que les activités correspondant aux premières expositions. Les dernières expositions ne servaient généralement qu'à contrôler les résultats obtenus dans les premières. Pour cela, on s'efforçait de réaliser, pour une quelconque des dernières expositions, des conditions dentiques à celles réalisées dans une des premières.

On s'arrangeait, par exemple, pour que l'on ait :

$$p_4 = p_1, \quad d_4 = d_1, \quad p_5 = p_2, \quad d_5 = d_2, \quad p_6 = p_3, \quad d_6 = d_3;$$

dans ces conditions, une expérience ne pouvait donner que de deux à quatre points expérimentaux.

Pour obtenir la courbe complète d'absorption, il a donc fallu combiner un grand nombre d'expériences. Pour cela, il a suffi de faire dans chaque expérience une

exposition sous conditions *normales*; on choisissait généralement, pour cette exposition type, une pression p_0 faible, par exemple, pour l'air, 2^{mm} de mercure et une petite distance d_0 , par exemple 22^{mm}. On considérait l'activité transmise dans ces conditions comme égale à l'unité, et l'on y rapportait dans chaque expérience les activités des autres récepteurs. De cette façon, on pouvait marquer dans un diagramme unique tous les résultats relatifs au même gaz, obtenus dans les différentes expériences.

6. *Expériences de contrôle et causes d'erreur.* — Avant d'aller plus loin, il est nécessaire de montrer comment se justifie la méthode employée et jusqu'à quel point on arrive à éliminer les diverses causes d'erreur.

Voici d'abord une expérience faite dans le but de s'assurer de la pureté des phénomènes observés, c'est-à-dire de voir si le nombre de particules a est bien proportionnel, à chaque instant, à la quantité de Ra A présent sur le disque actif. Dans cette expérience, tous les récepteurs ont été exposés dans des conditions aussi identiques que possible.

On s'est servi de cinq récepteurs.

Récep- teurs.	t (temps)	p (mm. Hg).	d (mm).	R.	$e^{-\lambda_A(t_2-t_1)}$	$\frac{R}{e^{-\lambda_A(t_2-t_1)}}$
	^m ^s	^{mm}				
1...	5.32	2	20	11,6	1	11,2
2...	8.57	2	20	5,1	0,454	11,6
3...	12. 7	2	20	2,45	0,217	11,3
4...	15.19	1,95	20	1,31	0,104	12,6
5...	18.31	1,95	20	0,73	0,0497	14,6

Les nombres de la quatrième colonne sont calculés en posant

$$A = \frac{\log 2}{180} \text{ sec}^{-1} = 3,85 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1};$$

ils sont proportionnels à la quantité de Ra A présent au début de chaque exposition. On voit que dans les trois premières expositions, la proportionnalité du nombre de particules α à la quantité de Ra A se vérifie très bien. Le désaccord est de 11 pour 100 pour la quatrième exposition; il est assez grand pour la cinquième. Mais, il ne faut pas perdre de vue que la quantité de Ra A, au commencement de cette cinquième exposition, était réduite au vingtième de sa valeur au temps t_1 , commencement de la première exposition, et au centième environ de sa valeur initiale au temps zéro. L'activité du disque actif était donc, à l'époque de cette exposition, constituée à peu près exclusivement par du Ra B et du Ra C. En admettant même que 50 pour 100 de l'activité du cinquième récepteur soient dus à l'activation parasite (recul β du Ra C, volatilité du Ra A ou du Ra B), on voit que ces effets secondaires sont dans l'expérience considérée extrêmement faibles par rapport au recul α , et qu'on a le droit de considérer les activités des trois premiers récepteurs comme dues exclusivement au recul α .

Voici encore une expérience faite dans l'hydrogène sous des pressions voisines de 6^{mm}. Sous cette pression l'absorption du rayonnement α est très faible jusqu'à des distances atteignant 5^{cm}. Pour cette expérience, on s'est servi de six récepteurs.

Récepteurs.	t (temps).	p (mm. Hg).	d (mm).	R.	$e^{-\lambda_A(t_2-t_1)}$.	$\frac{R}{e^{-\lambda_A(t_2-t_1)}}$.
	^m ^s	^{mm}				
1...	6.27	6,1	47	8,11	1	8,11
2...	11	6,2	37	2,91	0,35	8,3
3...	15. 7	5,9	27	1,18	0,135	8,67
4...	19.53	5,6	47	0,885	0,045	8,55
5...	24.20	5,9	37	0,137	0,0161	8,5
6...	28.52	5,6	27	0,041	0,00565	7,25

Dans cette expérience la quantité de Ra A au moment

de la sixième exposition était égale à $\frac{4}{200}$ environ de sa valeur au temps t_1 , et à $\frac{4}{1000}$ environ de sa valeur au temps 0. En raison du peu de précision des dernières mesures, on peut considérer que dans cette expérience la matière projetée était du Ra B rigoureusement pur, provenant uniquement du recul qui accompagne la destruction du Ra A.

Je dis dans *cette expérience*; en effet, les *activations parasites* sont des phénomènes qui peuvent varier d'une expérience à l'autre. Nous avons vu que dans l'expérience précédente, ils prenaient une importance plus grande que dans celle-ci. Il y a donc des expériences où le recul se présente avec une pureté plus ou moins grande, et je n'ai pas réussi à élucider complètement quelles sont les circonstances qui déterminent le rôle de ces phénomènes secondaires. En tout cas, il semble bien que dans une expérience individuelle donnée, le degré de pureté du phénomène principal observé se retrouve à peu près identique dans toutes les expositions, ce qui porte à croire que les phénomènes secondaires sont déterminés par l'état de surface du disque et la manière dont s'est déposée sur ce disque la substance active. De toute façon, au point de vue du problème que je me posais dans ce travail, les causes de ces perturbations m'importaient peu; l'essentiel était qu'on pût se mettre à l'abri de ces complications, et nous avons vu qu'on y arrive d'une manière assez parfaite, pourvu que les conditions d'activation énumérées plus haut soient remplies. Si ces conditions ne sont pas remplies, les activations parasites peuvent prendre une importance très grande. Voici, par exemple, une expérience faite dans l'hydrogène, où le disque actif avait été activé pendant 6 minutes.

Récep- teurs.	t (temps).	p (mm:Hg).	d (mm).	R.	$e^{\lambda_A(t_2-t_1)} \cdot \frac{R}{e^{\lambda_A(t_2-t_1)}}$
	^m ^s	^{mm}			
1....	46.10	4,9	5	49,5	1 49,5
2....	11.10	5,4	2	20	6,315 63,2
3....	15.56	5,1	4	6,48	0,105 62
4....	21 ^a	5,9	2	4	0,0316 124

On voit que les nombres de la dernière colonne augmentent d'une manière très importante. Or, aux pressions considérées, l'absorption du recul dans l'hydrogène est négligeable. D'ailleurs, le récepteur 4 a été exposé dans des conditions très voisines de celles dans lesquelles avait été placé le récepteur 2. On voit donc bien que dans ce cas à l'activation par le recul α qui varie en fonction du temps, suivant une loi exponentielle, se superposait une activation parasite qui diminuait beaucoup moins vite que la quantité de Ra A.

D'ailleurs, dans tous les cas où l'on observe des *activations parasites*, on peut s'assurer, par l'examen des courbes de désactivation des récepteurs, qu'ils recueillaient, au moment de leur exposition, des quantités notables de Ra C; par contre, dans les cas *purs*, où les complications sont évitées, l'activité des récepteurs est due initialement à du RaB pur.

Dans ce dernier cas, la courbe de désactivation présente un maximum très prononcé atteint au bout de 32 minutes après l'exposition. Dans les autres cas, le maximum de la courbe de désactivation est beaucoup moins prononcé, et il est atteint plus tôt, par exemple, au bout de 15 ou 20 minutes, autrement dit, la courbe de désactivation est décalée vers l'origine des temps. C'est justement des courbes de ce genre que donnent les récepteurs dans le cas des *activations parasites*.

En résumé, il existe des conditions expérimentales où les observations sur le recul α sont entachées d'erreurs systématiques qui rendent l'interprétation des résultats

très difficile, sinon impossible. Dans d'autres conditions, par contre, le rayonnement α se présente avec une assez grande pureté, qui permet de faire l'étude de son absorption. Nous avons indiqué un certain nombre de précautions par lesquelles on peut éviter, d'une manière satisfaisante, les phénomènes secondaires qui se superposent au rayonnement α . Néanmoins, les circonstances dans lesquelles ces phénomènes secondaires interviennent ne sont pas encore définitivement éclaircies, et une étude détaillée de ces circonstances paraît opportune.

A part ces perturbations systématiques, dont on peut, comme nous l'avons vu, se rendre maître, j'ai observé, au cours de ce travail, des irrégularités d'un autre genre. Les résultats concernant l'absorption, obtenus dans différentes expériences, présentaient entre eux des écarts de l'ordre de 10 pour 100. Dans quelques cas exceptionnels, ces écarts pouvaient être plus grands encore et atteindre 30 pour 100. Ces écarts pourraient être également dus aux *activations parasites*, car le recul β du Ra C et la volatilité du dépôt actif sont des phénomènes irréguliers, comme il résulte d'ailleurs également des travaux de Russ et Makower et de Fajans. On pourrait également attribuer ces écarts aux petites variations de l'état de la surface active, variations qu'il est impossible de mettre en évidence par des moyens physiques ordinaires.

J'ai cherché à diminuer les causes possibles de ces différences d'état de surface; pour cela, mes disques à feuille de platine étaient nettoyés avec le plus grand soin et traités toujours de la même manière, avant chaque activation. Malgré toutes les précautions, il n'est pas sûr que les surfaces activées fussent toujours identiques; les actions entre les molécules de la surface et les atomes de la matière active pouvaient donc être différentes d'une expérience à l'autre, et exercer des actions différentes sur l'émission du rayonnement α et surtout sur

le recul β et sur la volatilité du dépôt. De plus, un tel changement d'état de la surface pouvait se produire pendant l'expérience, et c'est de là encore que pouvait venir une partie des irrégularités. Il pourrait paraître exagéré d'attribuer tant d'importance à des modifications invisibles de la surface, mais il ne faut pas perdre de vue que le rayonnement α est extrêmement absorbable, puisque une couche d'argent de 20^{μ} suffit à l'absorber complètement, et que le recul β est sans doute beaucoup plus absorbable encore. On connaît des cas où l'état de surface exerce une action considérable sur des émissions de faible pénétration; il suffit d'invoquer l'exemple de la fatigue photo-électrique.

Quoi qu'il en soit, dans la plupart des expériences, où le recul β ne se faisait pas sentir, les écarts étaient assez petits pour qu'on pût établir avec certitude l'allure générale des courbes d'absorption.

7. *Résultats.* — Avant de décrire et de discuter les résultats généraux, je veux citer quelques exemples typiques d'expériences, afin de donner une idée du caractère général des résultats.

Voici d'abord quelques expériences relatives à l'absorption du rayonnement α dans l'air :

Récepteurs.	t .	p .	d .	d_r .	R.	$e^{-\lambda_A(t-t_1)}$.	$\frac{R}{e^{-\lambda_A(t-t_1)}}$.	I.
1.....	5.33 ^{m s}	2,3	47	108	0,7	1	0,6	0,076
2.....	9.48	2,3	37	85	1,06	0,379	2,8	0,355
3.....	13.41	2,3	27	62	1,09	0,154	7,05	0,894
4.....	17.27	2,3	22	50,5	0,51	0,0644	7,9	1
5.....	21	2,2	37	81,5	0,094	0,0285	3,3	0,418
6.....	24.21	2,3	22	50,5	0,091	0,0131	6,95	»

Les nombres figurant dans la colonne d_r représentent les distances réduites à la pression de 1^{mm} , à laquelle on

rapportait tous les résultats relatifs à l'air par la formule

$$d_r = \frac{pd}{1} = pd.$$

Dans la dernière colonne, figurent les nombres des particules transmises sous la pression réduite de 1^{mm}, à la distance d_r .

En comparant les activités des récepteurs 4 et 6, exposés dans des conditions identiques et des récepteurs 2 et 5 exposés dans des conditions très voisines, on voit tout d'abord que la proportionnalité du nombre de particules à la quantité de Ra A, caractéristique pour la pureté des phénomènes observés, se vérifie assez bien. Les nombres 7,9 et 6,9, relatifs aux récepteurs 4 et 6 diffèrent de 13 pour 100, alors que la quantité de Ra A, utilisé dans la sixième exposition, était six fois plus faible que celle utilisée dans la quatrième exposition. Il faut encore remarquer que l'activité du sixième récepteur était très faible et ne pouvait pas être mesurée avec une grande précision. Le nombre 3,3 relatif au récepteur 5 est 1,18 fois plus grand que le nombre 2,8 relatif au récepteur 2; mais la distance réduite est plus faible pour le récepteur 5 que pour le récepteur 2, et l'absorption varie rapidement avec la distance au voisinage de la distance (réduite) de 80^{mm}. Ces considérations montrent que l'expérience décrite plus haut est *utilisable* pour l'étude de l'absorption du rayonnement α . Cette expérience nous apprend qu'à la distance réduite de 108^{mm}, le nombre de particules α tombe à 8 pour 100 environ de la valeur observée à la distance de 50^{mm}. Le nombre des particules transmis à une distance de 85^{mm} est égal au tiers environ du nombre observé à la distance 50.

Les deux dernières expositions n'étaient faites qu'à titre de contrôle (*voir* p. 55).

Voici encore une autre expérience qui montre que

l'absorption du rayonnement α est négligeable jusqu'à la distance réduite de 40^{mm}. Dans cette expérience, chacune des expositions, durerait 1 minute seulement :

Récepteurs.	$t.$	$p.$	$d.$	$d_r.$	R.	$e^\lambda(t-t_1).$	$\frac{R}{e^\lambda(t-t_1)}$
	^{m s}						
1.	5.20	1,02	40	42	10,43	1	10,43
2.	8.10	1,025	30	30,7	5,58	0,52	10,72
3.	11. 6	1,025	20	20,5	2,69	0,264	10,2
4.	13.50	1,04	40	41,6	1,53	0,14	10,9

Voici maintenant deux expériences relatives à l'hydrogène :

Première expérience.

Récepteurs.	$t.$	$p.$	$d.$	$d_r.$	R.	$e^\lambda(t-t_1).$	$\frac{R}{e^\lambda(t-t_1)}$	I.
	^{m s}							
1.	6.46	17	37	105	0,6	1	0,6	0,094
2.	11.24	14,8	37	91	1,07	0,344	3,11	0,488
3.	16.50	12,6	22	46	0,535	0,098	6,38	1
4.	21. 7	13	37	80	0,175	0,0364	4,88	0,755
5.	25.50	12,5	22	46	0,065	0,0122	5,32	»

Deuxième expérience.

Récepteurs.	$t.$	$p.$	$d.$	$d_r.$	R.	$e^{-\lambda_A}(t-t_1).$	$\frac{R}{e^{-\lambda_A}(t-t_1)}$	I.
	^{m s}							
1.	6.17	14,3	47	106	0,51	1	0,51	0,084
2.	16.36	15,3	37	94,5	1,02	0,37	2,76	0,458
3.	15. 7	12,6	37	78	0,66	0,13	5,07	0,89
4.	19.35	12,1	22	45	0,28	0,0465	6,03	1
5.	24.55	12,9	37	79,5	0,066	0,135	4,88	0,81
6.	30.23	12,55	22	46	0,0142(?)	0,0038	3,72(?)	»

Dans cette expérience, comme dans toutes celles faites dans l'hydrogène, les distances réduites sont relatives à la pression de 6^{mm}, sous laquelle l'absorption de l'hydrogène est égale à celle de l'air pris sous la pression de 1^{mm}. J'ai choisi ces expériences, parce qu'elles sont assez typiques. Nous voyons d'abord qu'elles satisfont au crité-

rium de la pureté du rayonnement, c'est-à-dire à la proportionnalité des activités à la quantité de RaA. L'accord est assez bon pour les récepteurs 3 et 5 de la première expérience, et pour les récepteurs 3 et 5 de la deuxième expérience. En ce qui concerne l'activité du récepteur 6 de la deuxième expérience, elle n'est que de l'ordre de grandeur exigé.

Mais cette activité était déjà tellement faible qu'elle était tout à fait à la limite de ce que je pouvais déceler dans mon condensateur de mesures; dans ces conditions, la mesure de cette activité pouvait être bien fautive à 50 pour 100 près, et l'on ne pouvait pas s'attendre à trouver mieux qu'un accord qualitatif. Si l'on songe que la quantité de RaA, au moment de la sixième exposition, était inférieure au millième de la quantité totale de matière radioactive présente sur le disque, et que l'activité du récepteur était néanmoins due en plus grande partie à la projection du RaB par le RaA, on s'accordera, je pense, à trouver assez parfaite l'élimination des effets parasites à laquelle on peut arriver dans l'étude du recul α . Voyons maintenant ce que ces expériences nous apprennent sur l'absorption du rayonnement α dans l'hydrogène. A la distance réduite de 105^{mm}, le nombre des particules est de 8 pour 100 seulement du nombre obtenu à la distance 50. Le rayonnement α ne va donc guère plus loin dans l'hydrogène sous la pression de 6^{mm} que dans l'air sous la pression de 1^{mm}.

Pourtant le caractère de l'absorption dans l'hydrogène est nettement différent de celle dans l'air. A la distance réduite de 80^{mm}, le nombre de particules α est égal dans l'hydrogène à $\frac{8}{10}$ du nombre obtenu à la distance de 50^{mm}. Dans l'air à la distance réduite de 80^{mm}, ce nombre est de $\frac{4}{10}$ seulement du nombre observé à la distance de 50^{mm}.

Nous en concluons que l'absorption dans l'hydrogène est très rapide vers la fin du parcours, alors que l'absorp-

tion dans l'air est étalée sur une portion plus grande du parcours et est, par conséquent, moins brusque. Nous allons revenir dans la suite sur cette particularité.

Dans l'utilisation définitive des résultats expérimentaux pour la construction des courbes d'absorption, on a fait encore la correction de la température en ramenant tous les résultats à la température de 15°. Pour faire cette correction, on a admis qu'à pression

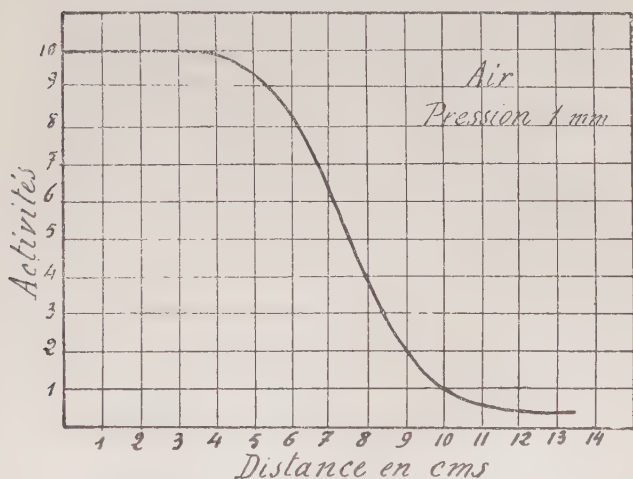


Fig. 9.

constante, le pouvoir absorbant d'un gaz est inversement proportionnel à la température absolue. Ainsi pour une exposition faite à la température t , avec un récepteur placé à une distance d , et sous la pression p , la distance réduite est de $d_r = \frac{pd(273 + 15)}{273 + t}$, si l'expérience est faite dans l'air, et à $\frac{pd 275 + 15}{6(273 + t)}$, s'il s'agit de l'hydrogène.

En faisant cette correction et en combinant les résultats des différentes expériences de la manière décrite plus haut, on a obtenu les courbes de la figure 9 et de la

figure 10. La courbe de la figure 9 est relative à l'air pris sous la pression de 1^{mm} , la courbe de la figure 10 à l'hydrogène pris sous la pression de 6^{mm} .

Discussion des résultats. — En examinant ces courbes, on serait à première vue tenté de conclure à l'existence de deux sortes de particules projetées, les unes dont le parcours maximum serait voisin de 105^{mm} , dans l'air

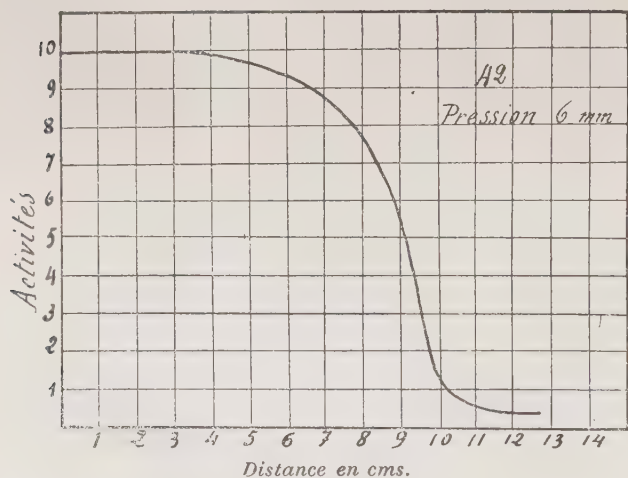


Fig. 10.

sous la pression de 1^{mm} et dans l'hydrogène sous la pression de 6^{mm} , et les autres très peu nombreuses, dont le parcours serait beaucoup plus grand. En effet, les deux courbes présentent au voisinage de la distance de 100^{mm} une baisse rapide où le nombre de particules tombe à 5 pour 100 environ de la valeur observée aux petites distances, puis le nombre de particules ne diminue que très lentement en fonction de la distance. Pourtant les activités observées aux grandes distances étaient bien dues au Ra B pur, tout comme les activités observées aux

petites distances, comme on a pu voir en examinant les courbes de désactivation des récepteurs. Les atomes recueillis étaient donc identiques dans les deux cas, et il était impossible d'admettre que des atomes identiques eussent pu avoir des parcours tellement différents. L'explication suivante est bien plus probable. Les récepteurs, chargés positivement, repoussaient ceux des atomes de RaB qui, après leur arrêt, portaient une charge positive; par contre, les atomes ne portant pas de charge, ou portant une charge négative, pouvaient bien venir sur un récepteur, même situé en dehors du parcours proprement dit, par diffusion ou par attraction électrique. Or, tout ce que nous savons sur le dépôt actif de l'émanation du radium porte à croire que, parmi les atomes arrêtés dans le gaz, après le recul radioactif, une certaine partie ne porte pas de charge positive.

Ceci est d'abord vrai pour des atomes de RaA projetés dans la transformation des atomes d'émanation. En effet, on n'arrive jamais à concentrer la totalité du dépôt actif sur la cathode quelle que soit la valeur du champ électrique employé. Une faible fraction d'atomes (5 pour 100 environ) va sur l'anode, et ces atomes sont ou bien neutres, ou bien chargés d'électricité négative. En ce qui concerne le RaB projeté dans la transformation du RaA, Hahn et Meitner avaient observé qu'un plateau porté au potentiel positif placé en regard d'un plateau recouvert de RaA peut recevoir une faible quantité de RaB; l'expérience était faite à la pression atmosphérique et dans des conditions qui excluaient toute possibilité d'arrivée directe des atomes projetés sur le récepteur. Ces observations ont été confirmées par l'auteur et par M. Ratner dans un travail sur le parcours du RaB à la pression atmosphérique, dont la publication est prochaine. Enfin, comme il résulte des expériences

récentes de l'auteur, les atomes projetés portent, au moment de leur expulsion, une charge négative; cette charge se neutralise d'abord, par les chocs entre les atomes projetés et les molécules du gaz, et ce n'est qu'ultérieurement, grâce aux nouveaux chocs, qu'ils acquièrent une charge positive. La charge positive des atomes du recul ne serait donc qu'un phénomène statistique dû au jeu des recombinaisons et des dissociations des atomes en mouvement, et l'on peut très bien concevoir qu'une partie de ces atomes portent après leur arrêt une charge négative ou nulle.

Cette manière de voir donne une explication très satisfaisante de l'activation des récepteurs placés à de grandes distances du disque actif, et comme elle est d'accord avec tous les faits expérimentaux concernant les propriétés du dépôt actif, j'ai admis que la portion des courbes d'absorption du rayonnement, à baisse lente correspondant à des distances supérieures à 105mm , ne représente plus le rayonnement α proprement dit, c'est-à-dire qu'elle est relative à la diffusion des atomes qui ne se trouvait plus à l'état de rayons matériels.

En admettant qu'il en est ainsi, on peut se demander quelle est sur les courbes l'abscisse qui détermine cette démarcation entre le rayonnement et la diffusion, autrement dit, quel est le parcours maximum des particules projetées?

Pour donner à cette question une réponse précise, il faudrait connaître les lois de la diffusion des atomes arrêtés, et cette connaissance fait défaut malheureusement. Tout ce qu'on peut dire, c'est que l'activation par diffusion ne peut varier que lentement en fonction de la distance.

On peut néanmoins arriver à évaluer le parcours d'une manière approchée et voici comment.

Tout d'abord, le nombre d'atomes qui ne portent pas

de charge positive est certainement inférieur à 10 pour 100 du nombre total d'atomes projetés. Ceci résulte de ce qu'un récepteur chargé négativement recueille à peu près tous les atomes projetés quelle que soit sa distance au disque actif. Or à la distance de 100^{mm} un récepteur positif recueille encore 10 pour 100 environ du nombre d'atomes quittant le diaphragme, aussi bien dans l'hydrogène que dans l'air. Le parcours est donc certainement supérieur dans les deux cas à 100^{mm}. D'autre part, ce parcours ne saurait guère être supérieur à 120^{mm}, car, à partir de cette distance, la variation de l'activité en fonction de la distance devient extrêmement lente. Le parcours serait donc compris entre 100^{mm} et 120^{mm}. J'ai admis comme la valeur la plus probable du parcours, 105^{mm} dans les deux gaz, car c'est au voisinage de cette abscisse-là que les courbes changent le plus nettement d'aspect en laissant succéder à la baisse rapide due à l'absorption la baisse lente due à la diffusion.

En extrapolant ce nombre jusqu'à la pression atmosphérique, on trouve que le parcours maxima des particules est égal dans l'air à 0^{mm},14, dans l'hydrogène à 0^{mm},83. Le parcours dans l'hydrogène serait donc six fois plus grand que le parcours dans l'air. Le rapport des parcours des rayons α dans les mêmes gaz est égal à 4 environ. La loi de Bragg, d'après laquelle le pouvoir d'arrêt d'un atome serait proportionnel à la racine carrée du poids atomique, ne s'applique donc pas aux particules α .

Le parcours des rayons α du Ra A dans l'air est égal à 4,83; il est donc 350 fois plus grand que le parcours maximum des particules α correspondantes. L'énergie d'une particule α n'est que 55 fois plus faible que l'énergie d'une particule α .

On en conclut que, sur le même trajet, une particule α

perd son énergie beaucoup plus rapidement que la particule α . Cette grande dépense d'énergie tient sans doute au grand volume et à la grande masse des projectiles α qui doivent choquer sur le même trajet plus de molécules d'air que les particules α . On verra plus loin que ce fait se traduit par une grande intensité spécifique des effets ionisants des particules α .

La comparaison des rayons α avec les rayons β peut encore être poursuivie à un autre point de vue. Geiger a étudié l'absorption d'un faisceau étroit des rayons α en comptant le nombre des scintillations qui se produisent sur un écran au sulfure de zinc, placé aux différentes distances du disque actif. Il a obtenu ainsi des courbes d'absorption des rayons α du polonium et du Ra C, reproduites sur la figure 11.

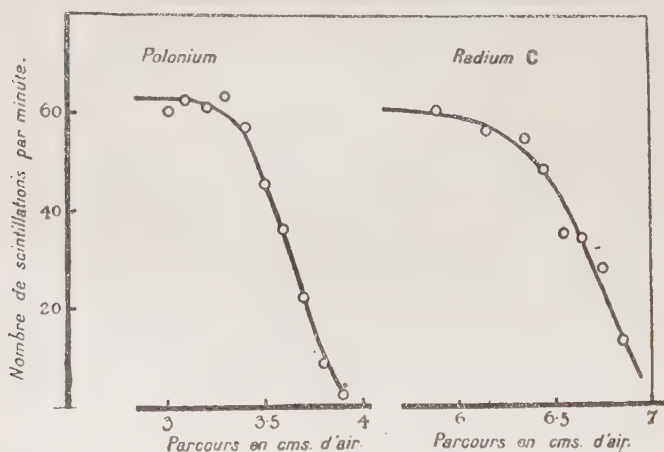


Fig. 11.

Pour compléter ces courbes, qui sont relatives à la fin du parcours, il suffit de les prolonger vers la gauche par des droites parallèles à l'axe des abscisses, car l'absorption des rayons α est négligeable sur la plus grande

partie de leur parcours. En comparant les courbes ainsi complétées aux courbes de l'absorption des rayons α obtenues dans ce travail, on constatera sans peine la grande analogie des absorptions de deux rayonnements. Dans les deux cas, les courbes ont des portions initiales rectilignes, indiquant une absorption nulle des projectiles dans le commencement de leur course. Après cette partie rectiligne vient une baisse d'abord lente, ensuite rapide, qui correspond à l'absorption proprement dite, c'est-à-dire à la diminution du nombre de particules constituant le faisceau.

A côté de ces analogies on aperçoit également des grandes différences entre les deux types de courbes. Dans le cas des rayons α l'absorption n'intéresse que la fin du parcours; ainsi pour les rayons α du Ra C qui ont un parcours de $7^{\text{cm}},05$, elle ne devient sensible qu'au voisinage de la distance de 5^{cm} . Par contre, le nombre des particules α commence nettement à diminuer vers la moitié du parcours et pour cette raison la baisse finale est bien moins rapide dans mes courbes que dans celles de Geiger. Des deux gaz étudiés, c'est l'hydrogène qui donne pour l'absorption des particules α , une courbe qui ressemble le plus à celle des rayons α . En effet, dans l'hydrogène la baisse rapide correspondant à l'absorption finale ne commence qu'à partir de la distance de 80^{mm} , alors que dans l'air elle se produit déjà à partir de la distance de 60^{mm} .

On obtient facilement une interprétation qualitative de tous ces faits, en admettant, comme nous l'avons fait pressentir dans l'introduction à ce travail, que le mécanisme d'absorption des rayons α correspond à ce qui se passe pour les particules α vers la fin de leur course. En effet, tant que les particules α peuvent, grâce à leur énorme vitesse initiale, percer facilement les atomes, elles iront sensiblement en ligne droite, exception faite

pour les particules qui viendront choquer les centres atomiques et qui seront rejetées complètement hors des faisceaux par les forces considérables qui règnent dans les noyaux atomiques.

Lorsque la vitesse de la particule diminue, les chocs avec les parties périphériques des atomes entrent en ligne de compte, chaque choc produisant une petite déviation de la particule. L'angle moyen d'une déviation est d'autant plus grand que la vitesse de la particule est plus faible. Les petites déviations individuelles s'ajoutent pour produire ce qu'on appelle l'éparpillement des particules α . Cet éparpillement se traduit d'abord par un élargissement du faisceau qui cesse d'être défini par les dimensions géométriques de la source et du diaphragme et qui ressemble alors à un faisceau de lumière se propageant en milieu trouble. L'éparpillement va en augmentant à mesure que les particules s'éloignent de leur point de départ; à partir d'une distance donnée, le nombre des particules constituant le faisceau commence à diminuer, soit parce que certaines particules auront éprouvé des déviations tellement grandes que le sens de leur mouvement sera contraire au sens du faisceau, soit que d'autres aient parcouru en ligne brisée des chemins très grands qui épuisent leur faculté d'avancement. On a là l'image de l'absorption des rayons α . Il est évident que l'éparpillement aura d'autant plus d'importance que l'angle moyen de déviation dans un choc sera plus grand. Les expériences de Geiger montrent que cet angle moyen de déviation est d'autant plus grand que le poids atomique du milieu absorbant est plus élevé. Ceci veut dire que les forces mises en jeu dans chaque rencontre dépendent de la masse de l'atome choqué et sont plus considérables dans le cas des atomes lourds que dans celui des atomes légers. Il paraît légitime de généraliser ce fait et d'admettre

que les forces produisant les déviations dépendent de la masse du projectile aussi bien que de la masse de l'atome en repos et qu'à égalité de masse de l'atome en repos, ces forces sont d'autant plus grandes que la masse des atomes en mouvement est plus grande.

Appliquons cette conception au cas des particules α , qui ont une quantité de mouvement égale à celle des particules α et une masse cinquante fois plus grande.

On concevra facilement que les effets de l'éparpillement se feront plus rapidement sentir dans le rayonnement α que dans le rayonnement α et que l'absorption des particules α se fera sur une portion de parcours plus grande.

De plus, cette manière de voir explique immédiatement la différence entre les courbes d'absorption dans l'air et dans l'hydrogène. En effet, l'éparpillement doit être beaucoup plus faible dans le cas de l'hydrogène que dans le cas de l'air, à cause de la petitesse du poids atomique de l'hydrogène. On conçoit donc sans peine que l'absorption des rayons α dans l'hydrogène se rapproche davantage de celle des rayons α ⁽¹⁾.

(¹) La valeur du parcours dans l'air (0^{mm}, 14) trouvée ici est un peu plus élevée que celle trouvée dans le travail précédent (0^{mm}, 12). D'autre part, dans mon premier travail, je n'ai pas pu observer d'une manière sûre une activation des récepteurs placés en dehors du parcours. Ces différences tiennent tout simplement à ce que les quantités de Ra A dont je disposais dans mon premier travail étaient de cent à mille fois plus faibles que celles utilisées dans le travail ci-dessus. Aussi les activations des récepteurs ne devenaient sensibles que grâce à l'utilisation du rayonnement total. Ceci est vrai pour les récepteurs placés aux distances nettement inférieures au parcours. Mais il est facile de montrer que si l'on place un récepteur à une distance voisine du parcours, l'emploi du rayonnement total a fort peu d'importance, car le faisceau recueilli par le récepteur est fortement rétréci du fait que les particules émises obliquement achèvent leur parcours dans l'air et ne peuvent pas venir sur le récepteur. Considérons, par exemple, un récepteur placé à une distance de 10^{cm}, sous la pression de 1^{mm}, ou à une distance équivalente, sous une pression de l'ordre de celles étudiées précédemment. Ce récepteur reçoit, en rayonnement canalisé, 10 pour 100

IV.

Sur le nombre des particules α émises.

Imaginons une substance radioactive étalée sur la surface plane d'un corps solide. Admettons que n atomes de cette substance se transforment par seconde, en donnant lieu à l'émission des particules α et, par conséquent, au recul radioactif. Il est naturel d'admettre que les actions de surface n'ont aucune influence sur les phénomènes radioactifs. Dans ces conditions l'orientation des explosions radioactives dans l'espace sera quelconque, et par raison de symétrie $\frac{n}{2}$ atomes se détruiront de manière à émettre des particules α allant du corps solide à l'espace ambiant, et $\frac{n}{2}$ atomes donneront des particules α dirigées vers l'intérieur du corps solide. Le recul se produisant en sens inverse du mouvement des particules α , on voit que le nombre de particules α émises par une surface plane est théoriquement égal au nombre des particules α quittant cette même surface.

En pratique, cette proposition peut n'être pas vraie. Le nombre des particules α sera généralement inférieur au nombre des particules α . Ceci tient à l'extrême absor-

du nombre d'atomes constituant le faisceau et par conséquent $\frac{1}{500}$ environ du rayonnement total. En admettant même, qu'en supprimant le diaphragme, on aurait augmenté son activité cinq fois, on voit que cette activité ne serait que de l'ordre de $\frac{1}{100}$ de l'activité maximum pouvant être recueillie dans la méthode du rayonnement total. Or, une telle activité ne pouvait pas être décelée avec les quantités de RaA dont je disposais précédemment, et le récepteur placé à une distance équivalente à 10^{cm} devait être considéré comme situé en dehors du parcours. Un raisonnement tout à fait analogue explique pourquoi les activités obtenues par diffusion aux distances supérieures au parcours étaient également trop faibles pour pouvoir être décelées.

tabilité des atomes projetés. Si la surface est rugueuse, les particules α émises obliquement seront absorbées par les rugosités. Si l'on étale sur la matière radioactive une couche de matière étrangère, même extrêmement mince, ou si la matière radioactive est mélangée à une matière étrangère, le nombre des particules α effectivement émises pourra être très faible ou même nul.

Nous appellerons *rendement du recul*, le rapport du nombre de particules α effectivement projetées au nombre théorique, c'est-à-dire au nombre des particules α émises.

On peut se demander jusqu'à quel point le rendement peut se rapprocher de sa valeur limite, égale à l'unité.

Russ et Makower, en étudiant le recul radioactif à partir de l'émanation condensée dans l'air liquide, avaient trouvé que le nombre des particules projetées était égal à $\frac{1}{11}$ seulement du nombre théorique. Ce faible rendement s'explique sans doute par les propriétés absorbantes de la couche active. Ou bien l'émanation s'est condensée en points isolés de la surface froide, de manière à donner des vraies gouttelettes très absorbantes pour le recul, ou bien des traces d'impuretés se sont condensées avec l'émanation, en donnant une couche relativement épaisse pour le rayonnement considéré.

Hahn et Meitner ont trouvé que le nombre d'atomes d'Ac D projeté était égal à 54 pour 100 du nombre théorique. Mais ces auteurs opéraient à la pression atmosphérique, et dans ces conditions il est difficile de recueillir sur un récepteur chargé négativement la totalité des atomes projetés, à moins qu'on n'applique des différences de potentiel extrêmement élevées, car les atomes positifs subissent dans le gaz une recombinaison intense par suite du grand nombre d'ions produits par les rayons α et par les rayons α .

Dans mes premières expériences sur le parcours des atomes de Ra B j'ai cherché également à déterminer le

rendement du recul. Il s'agissait simplement de comparer à la quantité théorique la quantité de RaB recueillie par un récepteur chargé négativement. Dans les conditions où j'opérais la recombinaison des atomes positifs devait être insignifiante, car l'expérience se faisait dans le vide, et le champ appliqué, de l'ordre de 100 volts par centimètre, était très élevé.

Les résultats obtenus conduisaient à admettre une valeur du rendement voisine de l'unité.

En effet $\frac{B}{A}$ maximum (rapport de l'activité d'un récepteur négatif à l'activité du disque actif, mesurée au temps 1^m15^s) était égal dans ces expériences à 9.10^{-3} environ. Il faut porter ce nombre à 15.10^{-3} , si l'on tient compte du fait qu'on n'a pas utilisé pour la projection toute la quantité de Ra A disponible (l'exposition ne commençait qu'au temps 2^m30^s, elle ne durait que 6 minutes). Or si l'on active dans l'émanation un disque pendant un temps très court de manière à n'avoir pratiquement que du Ra A déposé, et si l'on suit la courbe de désactivation dans le condensateur de mesures utilisé dans ces expériences, on constate que l'activité tombe au bout de 30 minutes à 4.10^{-2} environ de la valeur primitive, pour se maintenir ensuite constante pendant un temps assez long. Ces $\frac{4}{100}$ représentent la totalité du RaB produit par la transformation du Ra A. Si le rendement du recul était égal à 1, la moitié du nombre d'atomes de Ra B formés devrait être recueillie sur le récepteur, et l'activité de ce récepteur devrait atteindre 2.10^{-2} de l'activité initiale du disque recouvert de Ra A. Le rendement est donc égal à

$$\frac{1,5 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 10^{-2}} = 0,754.$$

J'ai tenu à vérifier ce résultat d'une manière plus directe. J'employai pour cela des temps d'activation

très courts (entre 15 et 45 secondes), je commençais l'exposition aussitôt que possible et je la prolongeais pendant la durée pratique de la transformation du Ra A (18 minutes). Je mesurais ensuite les activités des deux disques à l'époque où ces activités restaient pendant une dizaine de minutes pratiquement constantes. Voici les résultats :

Temps d'activation 15^s, exposition commencée au temps 30^s.

Rapport des deux activités de deux disques $\frac{A}{B} = 1,7$.

Temps d'activation 30^s, exposition commencée au temps 45^s

$$\frac{A}{B} = 2,2.$$

Voici la manière approchée de faire le calcul, permettant de tirer de ces données la valeur du rendement.

Appelons A_0 la quantité de Ra A déposé pendant 15 secondes d'activation.

(Nous admettons que le Ra B ne se dépose pas du tout, ce qui toutefois n'est pas absolument certain.)

Calculons la quantité de Ra B formée au bout de ce temps.

Pendant 15 secondes la fraction 46.10^{-3} du Ra A se transforme en Ra B.

Soit $\frac{A_0}{2}$ la quantité moyenne de Ra A existant sur le disque pendant le temps d'activation 15^s (au début de ce temps, la quantité de Ra A était 0, à la fin A_0 , en admettant une valeur moyenne égale $\frac{A_0}{2}$, on fait l'approximation qui consiste à ne conserver dans le développement d'une exponentielle que le terme du premier degré).

La quantité d'atomes de Ra B formés est donc égale à $\frac{A_0}{2} 0,046 = A_0 \times 0,023$, si l'on néglige la destruction

des atomes de Ra B pendant ces 15 secondes. Pendant les 30 secondes qui précédèrent l'exposition, la fraction 0,11 du Ra A est transformée en Ra B. Au commencement de l'exposition la quantité de Ra A était de 0,89 A_0 . Si x est le rendement du recul cherché, la quantité de matière projetée doit correspondre à $\frac{0,89}{2} x A_0$.

La quantité de Ra B formé, resté sur le disque, est donc égale à $A_0 \left[0,023 + 0,11 + 0,89 \left(1 - \frac{x}{2} \right) \right]$, la quantité de Ra B recueilli par le récepteur est $\frac{0,89}{2} x A_0$. On peut admettre que les activités A et B de deux disques sont proportionnelles aux quantités de Ra B formées sur chacun d'eux. Dans ces conditions on a :

$$A_0 \left[0,023 + 0,11 + 0,89 \left(1 - \frac{x}{2} \right) \right] = \frac{A}{B} \frac{0,89}{2} x A_0 = \frac{1,7 \cdot 0,89}{2} x A_0,$$

et le calcul donne

$$X = 0,84.$$

Un pareil calcul relatif à l'autre expérience donne

$$X = 0,78.$$

Les disques actifs utilisés dans ces déterminations étaient des disques de laiton, présentant un poli assez médiocre. Dans des expériences récentes, où j'avais utilisé des disques à feuille de platine nettoyés et polis avec un grand soin, j'ai obtenu des valeurs du rendement extrêmement voisines de l'unité. Il semble bien que dans des conditions d'activation ordinaires la diminution du rendement porte surtout sur les particules émises obliquement, et que le nombre de particules émises dans un angle solide comprenant des directions voisines de la normale est très sensiblement égal au nombre de particules α , émises dans le même angle solide.

V.

Sur l'ionisation produite par les particules α .A. — IONISATION PRODUITE PAR LES RAYONS α DU Ra C
(ATOMES DU Ra D PROJÉTÉS).

1. *Exposé de la question.* — Le principe de la conservation de la quantité de mouvement exige que l'énergie d'une particule α soit égale à $\frac{1}{35}$ de l'énergie de la particule α correspondante. D'autre part, le pouvoir pénétrant des rayons α , déterminé dans des expériences décrites plus haut, correspond à ce qu'on peut prévoir pour des particules très lourdes ayant une énergie 50 fois plus faible que les particules α . De plus, des expériences de Makower et Russ, Evans et Makower ⁽¹⁾, sur la déviation magnétique et électrique des rayons α dans un vide modéré ont conduit à une détermination directe de la vitesse et de la masse des particules projetées. Les valeurs obtenues se sont montrées très voisines de celles prévues par le calcul. On peut donc considérer la valeur calculée de l'énergie comme établie expérimentalement. La valeur absolue de l'énergie d'une particule α serait dans ces conditions voisine de 2.10^{-7} ergs, et cette valeur est plus de 1000 fois supérieure à l'énergie nécessaire pour former un ion. M. Debierne, qui attira mon attention sur ce fait, me conseilla de rechercher si les rayons α pouvaient produire une ionisation du gaz traversé.

Dans cette manière de voir, l'ionisation produite par les rayons α devait être confinée à une zone extrêmement étroite en raison de la petitesse du parcours des projections radioactives. Or, divers auteurs avaient recherché si le dépôt actif de l'émanation de radium émet des rayons ionisants très absorbables. En 1909, Harvey ⁽²⁾ conclut

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, t. XX, 1910, p. 875 et 822.

⁽²⁾ *Phys. Zeitschr.*, t. X, 1909, p. 46.

de ses expériences que le Ra B donne des rayons α , dont le parcours serait de quelques millimètres seulement. Ces expériences furent critiquées par Bronson ⁽¹⁾ qui montra, en 1909, que l'ionisation produite par un fil métallique recouvert de Ra B et de Ra C, dans une chambre d'ionisation placée au voisinage du fil varie sous des pressions basses proportionnellement à la pression. Il démontra ainsi que le dépôt actif n'émet sûrement pas de rayons ionisants dont le pouvoir pénétrant serait de l'ordre de 1^{mm}.

Geiger ⁽²⁾, dans ses études sur les rayons α du Ra C, trouva en 1909 que l'ionisation produite par un fil activé dans une chambre entourant ce fil varie proportionnellement à la pression si les dimensions de l'appareil et les pressions sont assez petites pour que les particules n'éprouvent pas, en traversant la chambre, de diminution sensible de vitesse. Les résultats de Bronson se trouvèrent ainsi confirmés. Toutefois, les pressions étudiées par Bronson et Geiger n'étaient pas assez basses pour permettre de nier l'existence d'un rayonnement ionisant, dont le pouvoir pénétrant serait, par exemple, dix fois plus faible que celui indiqué par Harvey. Pour cette raison, ces expériences ne prouvaient rien contre l'hypothèse de l'ionisation par projections radioactives. Je me suis donc proposé d'étendre ces expériences à des pressions plus basses et à des distances plus petites.

Pour cette étude, il fallait choisir entre le Ra C et le Ra A, qui émettent tous deux des rayons α constitués, dans le premier cas par les atomes de Ra D, dans le deuxième cas par les atomes de Ra B projetés. Pour une première étude, le choix du Ra C s'imposait, parce que sa vie est beaucoup plus longue que celle du Ra A, ce qui

(1) *Phys. Zeitschr.*, t. X, 1909, p. 393.

(2) *Radium*, t. VI, 1909, p. 195.

facilite beaucoup les expériences, surtout lorsqu'il s'agit de rechercher un phénomène nouveau. Remarquons, en passant, que l'étude de l'absorption des rayons eût été, par contre, fort difficile à faire avec le RaC, car le RaD est très peu actif, et pour mettre en évidence l'activité des récepteurs, il aurait fallu attendre pendant plusieurs mois.

Je commencerai par résumer brièvement mes premières expériences sur ce sujet, qui avaient un caractère préliminaire.

Le dispositif utilisé est représenté d'une façon schématique sur la figure 12. A est un disque de 9^{cm} de dia-

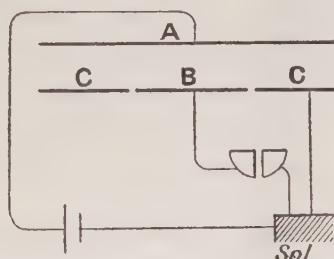


Fig. 12.

mètre, recouvert d'un dépôt de Ra B et de Ra C uniformément distribué sur la surface du disque; B est un petit disque de 15^{cm} de diamètre, entouré d'une large couronne C de 9^{cm} de diamètre extérieur, servant d'anneau de garde. A communique avec la pile, B avec l'électromètre, C est au sol. L'appareil tout entier se trouve à l'intérieur d'une cloche dans laquelle on peut faire le vide. Un dispositif particulier permet de faire varier la distance entre A et B, la cloche étant vidée, sans introduire de l'air dans l'appareil. Lorsqu'on fait varier la distance de A et B, on modifie la différence de potentiel appliquée entre les deux disques de manière que le champ reste constant et assure la saturation du courant. On étudiait

le courant d'ionisation I recueilli par B , à diverses distances de A , la pression restant constante, et l'on construisait $I = rf(l)$. Il est facile de prévoir la forme que prendrait cette courbe dans le cas où le courant serait dû uniquement aux rayons α, β, γ . Sous pressions étudiées de l'ordre de 1^{cm} de mercure, l'absorption de ces rayons est négligeable. Dans ces conditions, on peut calculer d'une manière approchée la variation, en fonction de la distance du courant reçu par le disque B . A cause de l'uniformité du champ, le courant I représente le nombre d'ions produits dans un cylindre, dont l'axe passe par les centres de deux disques et dont la base est égale à la surface du disque B . Admettons que le rayon de ce disque B est infiniment petit; la loi de variation obtenue sera très voisine de celle qui correspond au cas réel d'un disque à dimensions finies, mais petites par rapport à celles du disque A . Décomposons le cylindre à base infiniment petite ds qui fournit des ions au disque B en tranches infiniment minces d'épaisseur dx . Dans les conditions de l'expérience, l'ionisation due aux rayons β et γ est négligeable par rapport à celle due aux rayons α . Calculons d'abord le nombre dn des particules α arrivant sur la base de la tranche considérée et provenant d'un élément $d\sigma$ de la surface du disque A . Si ρ est la densité de distribution de matière active sur le disque, supposée constante, N le nombre de particules lancées par seconde par unité de masse de matière active, $N\rho d\sigma$ particules seront émises en tout par seconde par l'élément $d\sigma$. Le nombre de particules envoyées dans une direction donnée est indépendant de l'angle que cette direction fait avec le plan du disque. Le nombre de particules émises par $d\sigma$, et traversant la section ds de la tranche, située à une distance x du disque A , est donc proportionnel à l'angle solide sous lequel l'élément ds est vu de $d\sigma$. Soient r la distance de deux éléments, θ l'angle que la droite joignant

ces éléments fait avec la normale au plan du disque. L'angle solide en question sera égal à $\frac{ds \cos \theta}{r^2}$ et le nombre des particules α qui arrivent sur l'élément ds égal à $\rho N \frac{d\sigma ds \cos \theta}{r^2}$. Chaque particule traversera dans la tranche la longueur $\frac{dx}{\cos \theta}$. Si β est le nombre d'ions produits par une particule α par unité de longueur de sa trajectoire, le nombre d'ions produits dans la tranche dus à l'élément $d\sigma$ sera $\beta \rho N \frac{d\sigma ds dx}{r^2}$. β est ici un nombre constant pour toutes les particules et pour toutes les tranches, car nous avons supposé la pression suffisamment faible pour que les propriétés des particules α ne puissent pas se modifier d'une manière sensible dans leur trajet entre les deux disques. L'ionisation totale produite dans la tranche sera égale à l'intégrale

$$\beta \rho N dx ds \int \frac{d\sigma}{r^2} = C dx \int \frac{d\sigma}{r^2}$$

étendue à tous les éléments $d\sigma$. Soient e la distance de l'élément au centre du disque, e de $d\varphi$ la valeur de l'élément de surface $d\sigma$. L'intégrale cherchée sera

$$J dx ds = C dx \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{e de d\varphi}{e^2 + x^2} = 2\pi C dx \log \left(\frac{x^2 + R^2}{x^2} \right),$$

où R est le rayon du disque, J est la densité de l'ionisation dans la tranche considérée.

L'ionisation produite dans le cylindre entier sera

$$\begin{aligned} I &= ds \int J dx = 2\pi C \int_0^l \log \left(\frac{x^2 + R^2}{x^2} \right) dx \\ &= 2\pi C \left[l \log \left(\frac{l^2 + R^2}{l^2} \right) + 2R \arctan \frac{l}{R} \right] = \varphi(l), \end{aligned}$$

où l est la distance de deux disques.

On peut construire la courbe $I = \varphi(l)$ qui représente

de manière approchée la variation du courant en fonction de la distance, dans l'hypothèse où il n'y aurait pas, dans les conditions de l'expérience, de rayons ionisants absorbables, c'est-à-dire à pouvoir ionisant variable avec la distance. La pente de cette courbe serait proportionnelle à la densité de l'ionisation J , c'est-à-dire à la fonction $\log \left(\frac{l^2 + R^2}{l^2} \right)$. Ce qu'il y a d'essentiel pour la suite du raisonnement, c'est que cette fonction varie peu avec x et par conséquent la courbe $I = \varphi(l)$ diffère peu à une certaine distance de l'origine d'une droite.

Ces considérations étaient indispensables pour l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus.

Les courbes $I = f(l)$ obtenues expérimentalement sont représentées sur la figure 13. La courbe I est relative à la pression de 14^{mm}, la courbe II à la pression de 22^{mm},

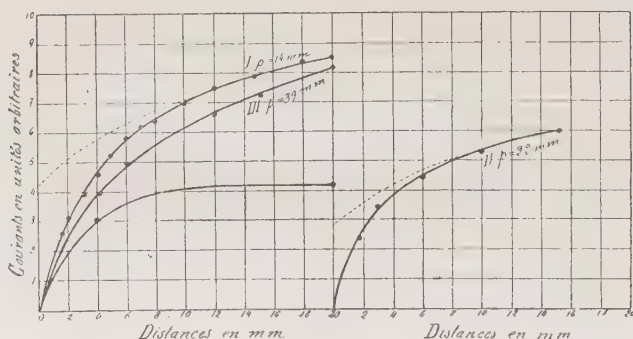


Fig. 13.

la courbe III à la pression de 39^{mm}. On voit que sur ces courbes la pente varie beaucoup en fonction de la distance, montrant que la densité de l'ionisation décroît rapidement lorsque la distance augmente. Ainsi dans la courbe I la pente diminue dans le rapport de 10 à 1 lorsque la distance augmente de 2^{mm} à 20^{mm}. Pour comparer la courbe I à la courbe théorique, j'ai construit cette

dernière calculée pour $R = 45^{\text{mm}}$ de manière à rendre identiques les pentes des deux courbes à la distance de 20^{mm} . La courbe théorique est dessinée en pointillé; elle est déportée par rapport à l'origine afin de faire coïncider les parties finales de deux courbes. On voit que les deux courbes se superposent dans la région correspondante aux distances $12^{\text{mm}} - 20^{\text{mm}}$. Dans cette région la pente de la courbe I, et par conséquent la densité de l'ionisation observée, varie conformément à la loi calculée. Par contre, dans la région initiale de la courbe I la variation de la densité de l'ionisation est extrêmement rapide, et cette augmentation de l'ionisation aux faibles distances ne peut être due qu'à l'existence d'un rayonnement ionisant très absorbable relativement intense, dont l'action s'épuiserait à une distance égale à 12^{mm} . En retranchant la courbe théorique de la courbe expérimentale, on obtient la courbe due à ce rayonnement absorbable. On voit qu'aux faibles distances la presque totalité de l'ionisation est due à ce rayonnement. On peut confirmer cette conclusion par une expérience très simple. Lorsqu'on recouvre le disque A d'une feuille d'aluminium extrêmement tenue de $0^{\text{mm}},7$ d'épaisseur, la distance de A à B étant égale à 2^{mm} et la pression égale à 14^{mm} , on constate que le courant observé tombe au quart environ de sa valeur. Or une feuille aussi mince ne peut guère modifier l'ionisation due aux rayons α et l'importance de l'effet observé en sa présence montre bien qu'il s'agit là d'un rayonnement beaucoup plus absorbable que le rayonnement α .

Ce rayonnement est-il le rayonnement a du Ra C? Pour répondre affirmativement à cette question, il faut montrer tout d'abord que ce rayonnement est bien émis par le Ra C, et non par le Ra B, car la transformation du Ra B, accompagnée de rayons b ne peut pas donner lieu à un recul α . En second lieu, il faut montrer que le rayonnement absorbable en question

possède effectivement des propriétés d'un rayonnement α .

Il était facile de vérifier le premier point; il suffisait pour cela d'étudier l'évolution en fonction du temps du courant observé aux faibles distances, où il est dû, comme nous l'avons vu, principalement au rayonnement absorbable. Il s'est montré que ce courant variait en fonction du temps suivant la même loi que celle qui régit l'évolution de la quantité de Ra C présente sur le disque; c'était donc bien au Ra C que revenait le rayonnement très absorbable. En ce qui concerne le deuxième point, on peut remarquer que le nouveau rayonnement se présentait avec un pouvoir pénétrant voisin de celui qu'on pouvait prévoir pour le rayonnement A du Ra C. Nous avons vu en effet que la variation du courant en fonction de la distance était bien pour des distances supérieures à 12^{mm} et sous la pression de 14^{mm} conforme à la loi approchée calculée pour l'ionisation produite par les rayons α . On en conclut que le rayonnement absorbable ne pouvait guère traverser sous une pression de 14^{mm} plus de 12^{mm} . Or le parcours des atomes de Ra B projetés serait sous la pression considérée égal à 7^{mm} environ, et il était raisonnable d'attribuer aux atomes de Ra D projetés (rayons α du Ra C) un parcours plus grand, car les particules α du Ra C sont plus rapides que celles du Ra A, et il doit en être également pour les particules α . Tout ceci ne prouvait pas encore que ce fut le rayonnement α qui produisait la forte ionisation aux faibles distances, car il pouvait fort bien s'agir là d'un rayonnement β très mou. Toutefois, la vitesse des électrons pouvant constituer ce rayonnement serait sûrement inférieure à 5.10^9 d'après ce qu'on sait sur l'absorption des rayons cathodiques. Or les électrons ayant une vitesse de cet ordre de grandeur sont aisément déviés dans un champ magnétique, alors que les rayons α sont au contraire très peu déviés. L'emploi du champ magnétique

devait donc permettre de décider pour ou contre l'hypothèse du rayonnement électronique lent.

• EXPÉRIENCES DÉFINITIVES.

Dispositif expérimental. — Après avoir établi l'existence d'un rayonnement très absorbable, je me suis proposé de l'étudier avec plus de précision et d'examiner de plus près toutes sortes de conséquences de l'hypothèse de l'ionisation par projections radioactives. En premier lieu, il m'a semblé utile de réaliser un dispositif dans lequel le rayonnement très absorbable serait canalisé afin qu'on opère avec un faisceau bien déterminé, et pour étudier l'ionisation produite, j'adoptai la méthode que Bragg avait suivie dans l'étude du rayonnement α ; méthode de chambre d'ionisation étroite qui permet de déterminer directement le gradient de l'ionisation en fonction de la distance. Dans cette méthode il est nécessaire de faire varier à pression constante la distance de la source active à la chambre d'ionisation. Le dispositif expérimental devait donc permettre de réaliser des déplacements à l'intérieur d'une cloche vidée sans en compromettre l'étanchéité. Le vide devait pouvoir être fait rapidement et la pression mesurée avec précision. Pour vérifier l'hypothèse d'un rayonnement électronique, il fallait pouvoir placer l'appareil dans un champ magnétique. Voici comment ces différents buts ont été atteints.

La chambre d'ionisation $C_1 C_2$ était fixe (fig. 14), c'était le disque actif A qui pouvait subir des déplacements. La chambre d'ionisation était solidaire de la plaque rodée en verre P faisant fond de la cloche à vide V. Le disque actif se trouvait vissé pendant l'expérience sur le système spécial LA dont je parlerai dans la suite, mastiqué dans la douille D de la cloche.

La chambre d'ionisation $C_1 C_2$ est un condensateur

plan, de 2^{mm} de profondeur, dans lequel le plateau supérieur est remplacé par une toile de cuivre C₁ tendue

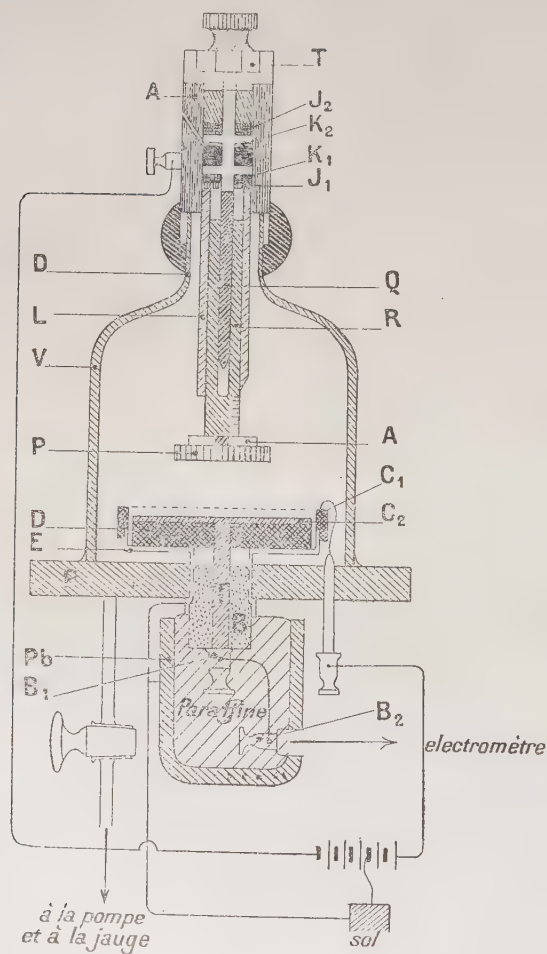


Fig. 14.

sur une couronne. Par cette toile entrent les rayons émis par le disque A. Le plateau inférieur C₂ est un disque de 55^{mm} de diamètre vissé sur une tige T qui traverse

le bouchon d'ambre B. Sur le bouchon est mastiqué le tube de garde G, mastiqué à son tour dans l'ouverture centrale de la plaque rodée, large de 19^{mm}. La borne B de la tige T est réunie au quadrant isolé de l'électromètre. La canalisation des rayons ionisants et l'étroitesse de la chambre d'ionisation diminuent tellement à pression basse l'intensité des effets observés que des quantités de matière active très considérables sont nécessaires pour obtenir un courant mesurable avec quelque précision. Dans ces conditions, il était sérieusement à craindre que l'action des rayons pénétrants ne compromette les isollements en ionisant l'air qui entoure les fils de jonction. C'est pourquoi les isollements, du moins dans la partie du dispositif voisine de l'appareil, sont constitués presque exclusivement par des diélectriques solides, entourés d'enveloppes métalliques au sol. Ainsi, à l'intérieur de la cloche, le tube de garde G s'élargit en une sorte de cuvette E et le disque électrode est séparé de la cuvette par un disque d'ébonite D de 8^{mm} d'épaisseur et de 55^{mm} de diamètre. A l'extérieur le fil de jonction et les bornes B₁ B₂ sont entièrement noyés dans la paraffine dont on avait rempli la garniture en plomb Pb, réunie au sol. De cette façon, le plateau isolé ne peut recevoir de charges que par la chambre d'ionisation C₁ C₂ où l'on établit le champ électrique. C'est le plateau supérieur C₄ en toile de cuivre qui reçoit la tension. A cet effet, la couronne C₁ qui repose sur une couronne d'ébonite portée à son tour par la cuvette E est réunie à une tige traversant la plaque rodée et mastiquée dans cette dernière. Cette tige communique soit à un pôle d'une batterie d'accumulateurs dont l'autre pôle est à terre, soit à une borne d'un potentiomètre parcouru par un courant dont l'autre borne est à terre. Enfin le disque actif A avec la pièce P pouvait aussi être porté à un potentiel convenable, au moyen du système LA.

Le système LA devait permettre de réaliser et de mesurer les déplacements verticaux du disque A tout en conservant l'étanchéité de la cloche. J'en dois l'idée à M. Debierne. C'est en principe une vis micrométrique. L'écrou R qui porte le disque actif H ne peut que descendre ou monter. La vis Q munie du tambour T ne peut que tourner sur son axe. La partie fixe du système LA est mastiquée dans la douille de la cloche dont le bord a été rodé dans un plan parallèle au plan du rodage inférieur; l'axe du système est ainsi rendu perpendiculaire à la plaque rodée. Le cylindre en laiton L sert de guide pour l'écrou R; sur sa paroi inférieure est soudée longitudinalement une lame étroite qui s'engage dans la fente correspondante de l'écrou de façon que ce dernier ne peut que glisser le long du cylindre L. La boîte cylindrique en acier A, à laquelle est vissé le cylindre L, constitue la partie fixe du dispositif; elle sert en même temps à définir rigoureusement les mouvements de la vis et à garantir l'étanchéité de l'appareil. La tige d'acier Q, filetée dans sa partie inférieure, traverse le fond de la boîte A; elle porte dans sa partie supérieure deux épaulements K_1 et K_2 s'appliquant exactement sur la paroi intérieure du cylindre A et supprimant ainsi tout jeu latéral de la vis. L'épaulement K_1 repose sur le fond de la boîte par l'intermédiaire d'un disque de cuir gras J_1 , un autre disque de cuir J_2 repose sur l'épaulement K_2 . Le couvercle vissé sur la boîte A, percé d'ouverture qui laisse passer la tige Q, presse la vis contre le fond de la boîte par l'intermédiaire du joint J_2 et empêche ainsi les mouvements longitudinaux de la vis. Par l'ouverture O on verse du mercure au-dessus de l'épaulement K_1 et l'on constitue ainsi un véritable presse-étoupe qu'on remplit de mercure. J_1 et J_2 sont des joints de cuir gras.

Dans ces conditions, lorsqu'on fait tourner la vis,

l'épaulement K, plonge constamment sous le mercure, et les fuites sont, en principe, impossibles. Aussi ce dispositif s'est montré, à l'usage, parfaitement étanche.

Le pas de la vis est de $0^{\text{mm}},5$, le tambour T est divisé en dix parties. Pour lire les millimètres on se sert des divisions marquées sur l'écrou R.

La plaque rodée portant la chambre d'ionisation est fixée sur un support en bois entre les pôles d'un électro-aimant de Ruhmkorff qui permet d'établir un champ perpendiculaire à la direction des rayons utilisés. Dans la plaque est mastiqué un robinet qui fait communiquer la cloche à la pompe à enveloppe de Gaede et à la jauge de Mac Leod. Les pressions étudiées variaient entre $0^{\text{mm}},1$ et 100^{mm} . Les pressions supérieures à 15^{mm} étaient mesurées au moyen d'un manomètre à mercure.

3. *Marche d'une expérience.* — Pour activer le disque A, je me suis servi soit de l'appareil d'activation décrit plus haut, soit d'un appareil plus simple dont l'usage est commode lorsqu'il s'agit de faire de longues activations pour obtenir des quantités importantes de RaB et de RaC. Cet appareil (*fig. 15*) est composé du récipient R réuni par un large robinet r_1 au tube T, et de la boule B, remplie de mercure, réunie à R par un large tube de caoutchouc et un robinet à large voie r_2 . Le tube T est fermé par un bouchon rodé à fond plat auquel est soudé un tube de verre. Dans ce tube est mastiquée la tige portant le disque à activer A. Le même tube porte un robinet à trois voies au moyen duquel on peut faire communiquer l'appareil soit à la trompe à eau, soit à une solution de radium. Dans le tube T est soudé un fil de platine Pt. On fait monter le mercure dans le tube T et l'on y introduit de l'émanation. Au moyen de l'électrode Pt et de la tige t on établit un champ

champ électrique intense entre la surface du mercure et

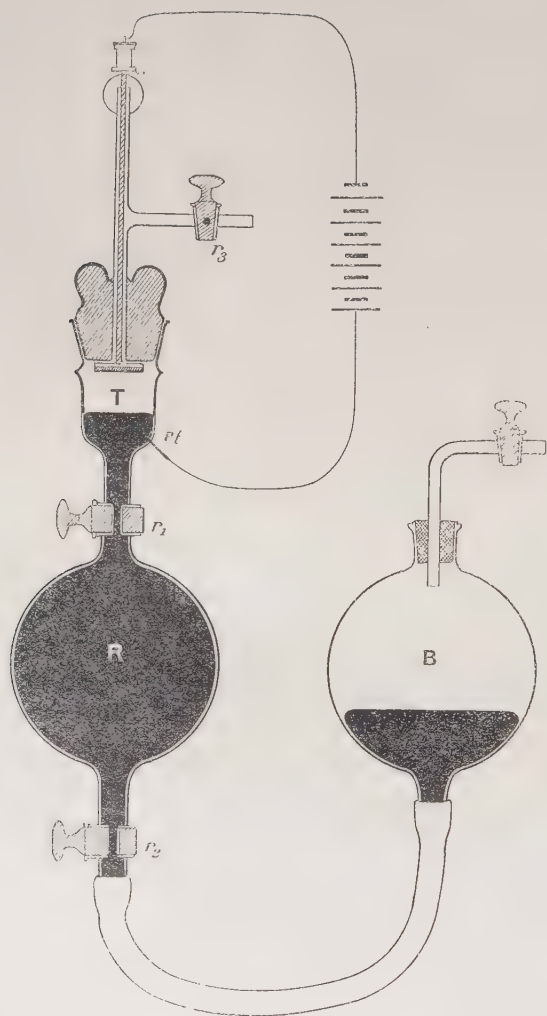


Fig. 15.

le disque A, ce dernier étant porté à un potentiel négatif élevé et le mercure étant au sol.

L'activation dure quelques heures. Au bout de ce temps on laisse descendre le mercure jusqu'au robinet r_2 en faisant le vide dans la boule B et l'on fait ainsi passer dans le récipient R la plus grande partie de l'émanation contenue dans T. Ce récipient a en effet environ 350cm^3 de capacité, alors que le tube T ne jauge que 40cm^3 . On ferme le robinet r_4 , on laisse entrer de l'air dans le tube T. L'émanation contenue dans le récipient R, sous basse pression, peut être utilisée facilement pour une autre expérience.

On transporte dans la pièce (l'activation se faisant sur une terrasse) le disque, sans y toucher autrement qu'avec une pince bien nettoyée. On laisse ce disque dans un endroit abrité de poussières pendant 20 minutes environ (temps au bout duquel le Ra A disparaît pratiquement). On fixe alors sur le disque la pièce P destinée à canaliser les rayons ionisants. C'est un faisceau de tubes de laiton de 2mm de diamètre et de $4\text{mm},5$ de longueur chacun, soudés entre eux et réunis dans un tube de laiton de $4\text{mm},5$ de longueur et 28mm de diamètre. La canalisation ainsi obtenue est à peu près équivalente à celle qui a été réalisée dans les expériences sur l'absorption. Les dimensions de la chambre d'ionisation étaient telles qu'on utilisait pleinement, à toute distance étudiée, les faisceaux un peu ouverts qui quittaient le canaliseur. Le disque A muni de la pièce P est vissé sur l'écrou R. On pose la cloche graissée sur la plaque rodée, et au moyen de la pompe on amène rapidement la pression à une valeur déterminée. On établit dans la chambre d'ionisation une différence de potentiel suffisante pour saturer le courant (généralement p volts pour une pression égale à p millimètres). Entre la pièce P et la toile C_1 on établit un champ électrique égal au précédent, mais de sens contraire, destiné à empêcher les ions produits entre P et C_2 de diffuser dans la chambre CC. Grâce à cette pré-

caution, le courant mesuré n'est dû qu'aux ions produits dans la chambre CC. Ce courant était généralement mesuré au quartz piézo-électrique.

On fait une série de mesures soit à pression constante en faisant varier la distance de P à C₁, soit à distance constante en faisant varier la pression. On étudie dans chaque cas l'action du champ magnétique, en mesurant le courant en présence et en absence du champ magnétique. Ce champ était généralement de 1100 unités, il était obtenu par un courant de 20 ampères, avec un écartement des pôles égal à 8^{cm}.

Pour tenir compte de la destruction de l'activité induite on fait pour chaque distance et chaque pression une série de mesures espacées à des intervalles réguliers; on trace des courbes montrant la variation du courant en fonction du temps, et par l'interpolation de ces courbes, qui ont d'ailleurs la forme connue des courbes exponentielles, on ramène au même instant les résultats relatifs aux diverses distances ou pressions.

4. *Résultats.* — Je décrirai d'abord les résultats obtenus avec un disque de laiton de 20^{mm} de diamètre, activé par un séjour de quelques heures dans l'air chargé d'émanation non desséchée. Les activités recueillies sur le disque A valaient suivant les cas de 7 à 30 millicuries. Les courbes I_a et I_b (fig. 16) représentent une expérience faite à pression constante, cette pression étant égale à 3^{mm},15. Dans cette courbe les ordonnées sont les courants d'ionisation en unités arbitraires, les abscisses les distances de la toile C à la pièce P en millimètres. Il convient d'ajouter à ces distances 4^{mm},5 pour obtenir les distances de C au disque A, car la pièce P a 4^{mm},5 d'épaisseur. La courbe I_a est relative aux courants observés en l'absence du champ magnétique, la courbe I_b est obtenue lorsqu'on excite un champ de 1100 unités.

Occupons-nous d'abord de la courbe I_a . On voit sur cette courbe que le courant diminue d'une façon très marquée lorsque la distance augmente. Ainsi lorsque la distance croît de

$$2 + 4,5 = 6^{\text{mm}},5 \quad \text{à} \quad 20 + 4,5 = 24^{\text{mm}},5,$$

le courant diminue dans le rapport de 2,2 à 1. Or il est

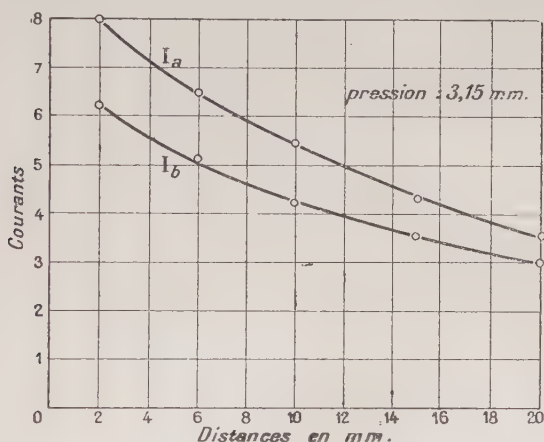


Fig. 16.

facile de voir que si l'ionisation n'était due qu'aux rayons α , le courant devrait être indépendant de la distance, dans les conditions de l'expérience. En effet, la plus grande distance atteinte est de $24^{\text{mm}},5$ et elle ne représente, à la pression de $3^{\text{mm}},15$, qu'une fraction négligeable (environ $\frac{1}{700}$) du parcours des rayons α du RaC. L'effet des rayons β et γ est dans les conditions de l'expérience absolument négligeable par rapport à celui des rayons α , ainsi que l'a montré une expérience directe où l'on a recouvert le disque d'une feuille d'aluminium supprimant les rayons α et laissant passer sans absorption sensible les rayons β et γ . La courbe I_a indique donc nettement l'existence d'un rayonnement ionisant très

absorbable dont les effets se superposent à ceux des rayons α . Pour ne rien anticiper au raisonnement qui va suivre, je ne supposerai provisoirement rien sur la nature de ce rayonnement. Dans ce qui suit, j'appellerai souvent *ionisation en excès* l'ionisation produite par ce rayonnement.

La courbe I_a ne permet pas de déterminer le pouvoir pénétrant du rayonnement très absorbable, car la course de la vis n'était que de 20^{mm}. On voit sur la courbe I_a que l'action du rayonnement absorbables s'étend sous la pression de 3^{mm},15 à des distances supérieures à 25^{mm}. Par contre, à des pressions plus élevées, on peut observer directement la distance où disparaissent les effets du rayonnement absorbable. Au delà de cette distance le courant n'est plus dû qu'aux rayons α et il ne varie plus en fonction de la distance. Si la pression est suffisamment élevée, le rayonnement ne peut pas atteindre la chambre CC, même à la plus petite distance étudiée (6^{mm},5). Le courant est alors complètement indépendant de la distance dans les limites du déplacement donné par l'appareil.

Ces divers aspects du phénomène sont représentés sur les courbes de la figure 17. Les courbes II_a et II_b sont relatives à la pression de 8^{mm},7, les courbes III_a et III_b à la pression de 10^{mm},4, la courbe IV_a à la pression de 40^{mm}. Les ordonnées, les abscisses, les indices a et b ont les mêmes significations que précédemment. Nous continuerons à nous occuper des courbes II_a , III_a , IV_a obtenues en l'absence du champ magnétique. On voit qu'à la pression de 8^{mm},7 (courbe II_a) le courant devient indépendant de la distance, à partir d'une distance voisine de

$$10^{\text{mm}} + 4^{\text{mm}},5 = 14^{\text{mm}},5.$$

et à la pression de 10^{mm},4, à partir d'une distance voisine de

$$8^{\text{mm}} + 4^{\text{mm}},5 = 12^{\text{mm}},5.$$

Sous une pression de 40^{mm} (courbe IV_a), les effets du rayonnement absorbable ne se manifestent plus, le courant ne varie plus avec la distance, la courbe est une droite parallèle à l'axe des x . Les courbes II_a et III_a

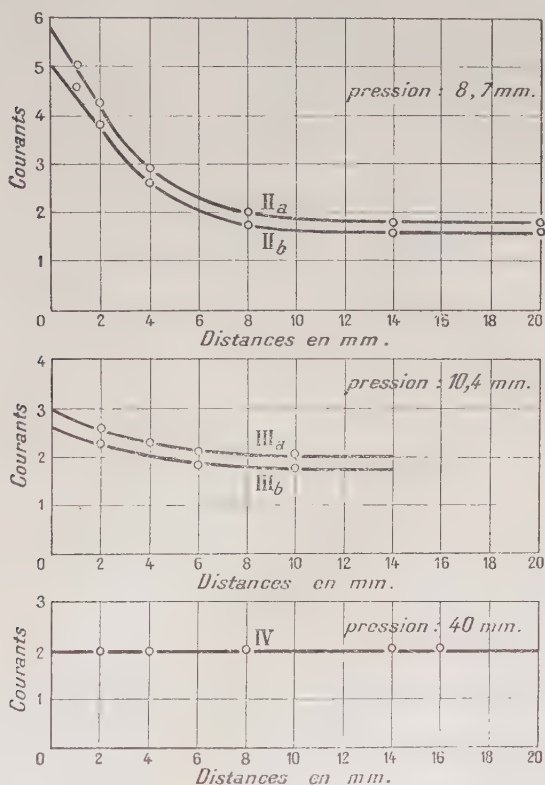


Fig. 17.

permettent d'évaluer le pouvoir pénétrant du rayonnement absorbable. Soit d la distance en millimètres pour laquelle les effets de ce rayonnement disparaissent, soit p la pression correspondante en millimètres de mercure.

La courbe II_a donne pour le produit pd $8,7 \times 14,5 = 127$.

La courbe III_a donne $pd = 12,5 \times 10,4 = 130$. Si le

rayonnement absorbable est identique au rayonnement du Ra C, la zone de l'ionisation en excès doit être limitée à une distance très voisine du parcours des atomes de Ra D projetés. Ce parcours n'a pas encore été déterminé par une méthode directe. Mais des expériences sur la projection du Ra B ont donné pour le produit de la pression pour le parcours des particules un nombre voisin de 105. Les particules α du Ra C sont plus rapides que celles du Ra A ; il est donc tout à fait naturel de penser que le parcours des atomes de Ra D projetés est plus grand que celui des atomes de Ra B. Les résultats obtenus sont donc d'accord avec l'hypothèse de l'ionisation par recul. Néanmoins, il pourrait bien se faire que le rayonnement absorbable soit de toute autre nature que les projections radioactives qu'il soit notamment de nature électronique. L'allure générale de l'absorption du rayonnement produisant l'ionisation en excès permet alors d'évaluer la vitesse qu'il convient d'attribuer à ces électrons. En admettant que l'intensité du rayonnement mesurée par l'ionisation diminue de moitié sur un trajet de 10^{mm} sous une pression de 3^{mm}, on obtient sûrement une limite inférieure de l'absorption. Ceci correspond à un coefficient d'absorption égal à 0,2 sous la pression de 1^{mm}.

D'après les mesures de Lénard, les rayons cathodiques caractérisés par ce coefficient d'absorption ont une vitesse voisine de 5.10⁹ cm : sec. Ce serait donc là la vitesse des électrons produisant l'ionisation en excès. Dans un champ magnétique de 1100 unités normal à la direction de leur émission, ces électrons doivent décrire des circonférences de rayons égal à

$$\frac{mv}{eH} = \frac{5 \cdot 10^9}{1,7 \cdot 10^7 \cdot 10^3} = 0,3 \text{ cm};$$

ils ne peuvent donc s'éloigner de A de plus de 6^{mm}.

Par conséquent, un champ magnétique de 1100 unités doit écarter tous ces électrons de la chambre d'ionisation et supprimer ainsi tout effet de rayonnement absorbable.

Les courbes I_b , II_b , III_b montrent que les courants d'ionisation observés diminuent d'une manière sensible en présence du champ magnétique. Ces faits établissent bien l'existence d'un rayonnement électronique lent. Mais sur les mêmes courbes on constate que le rayonnement absorbable n'est nullement supprimé par le champ magnétique et continue à jouer un rôle tout à fait important. Ainsi sur la courbe II_b le courant tombe dans le rapport de 2,1 à 1 lorsque la distance croît de 6^{mm},5 à 24^{mm},5. Un rayonnement électronique lent ne saurait donc être rendu responsable que d'une partie, d'ailleurs relativement faible, de l'ionisation en excès. La partie la plus importante (comparer II_a et II_b) serait alors due à un rayonnement peu déviable qui ressemblerait beaucoup à un rayonnement α .

On pourrait objecter que les rayonnements, au moyen desquels on évalue l'action du champ magnétique, ne sont pas absolument corrects. En effet, l'expérience ne se fait pas dans le vide élevé, et l'on n'est pas en droit de négliger l'influence des rencontres des électrons avec les molécules. Or il se pourrait qu'après chaque choc, un électron ayant une vitesse voisine de 5.10^9 cm/sec subisse une déviation considérable de sa trajectoire. Dans ces conditions, les trajectoires des électrons dans le champ magnétique seraient des zigzags irréguliers composés d'arcs de cercles et d'hélices. L'influence des chocs tend à diminuer l'action du champ magnétique. On peut donc faire l'objection suivante : Si le rayonnement absorbable subsiste après l'établissement du champ magnétique, c'est que le champ de 1100 gauss ne suffit pas à écarter tous les électrons

de la chambre d'ionisation à cause de leur éparpillement par les chocs.

L'ensemble des expériences contredit nettement cette objection pour les raisons suivantes. En premier lieu, le rayonnement absorbable subsiste en présence du champ magnétique, même à des distances assez grandes de C à A (15^{mm} par exemple contre I_b). On conçoit difficilement que l'action des chocs puisse étaler le faisceau dévié sur une telle étendue. D'autre part, si la déviation des électrons n'est pas complète pour un champ donné, elle doit tendre à devenir plus complète lorsque le champ augmente et, inversement, si le champ diminue, l'action du champ doit diminuer aussi. Autrement dit, le courant observé à une distance donnée, à $6^{\text{mm}},5$ par exemple, devrait augmenter lorsque le champ diminue et décroître lorsque le champ croît. En réalité, la diminution du courant produite par le champ magnétique est la même pour un champ de 600 gauss que pour un champ de 1100 gauss. En augmentant le champ, on n'arrive pas à diminuer le courant davantage; au contraire, le courant augmente même de quelques pour 100 lorsque le champ croît de 1100 à 1700 gauss. Ces faits montrent bien que le champ magnétique supprime facilement une partie du rayonnement absorbable, mais que le rayonnement qui subsiste n'est plus sensible à l'action d'un champ d'intensité moyenne.

Le rayonnement supprimé par le champ est, sans doute, un rayonnement électronique très lent; étant donné que l'effet maximum du champ est atteint déjà pour un champ de 600 unités, ce rayonnement doit correspondre à des électrons possédant une vitesse inférieure à celle que nous avons calculée d'après la valeur du coefficient d'absorption.

Nous reviendrons dans la suite sur ce sujet.

Nous voyons que le rayonnement absorbable est

complexe et composé d'un rayonnement relativement peu intense, très aisément déviable et d'un rayonnement plus intense très peu déviable. Avant qu'il soit définitivement démontré qu'il s'agit là du rayonnement α j'appellerai ce rayonnement peu déviable, pour abrégé, le rayonnement x .

Le champ magnétique permet de séparer ces deux constituants. Il existe encore un autre moyen de les séparer qui est sans doute plus démonstratif et qui prouve qu'il s'agit là de phénomènes absolument différents. Les deux constituants ont des pouvoirs pénétrants tout à fait analogues, sinon identiques, et cette coïncidence paraît sans doute singulière pour deux rayonnements de nature différente; aussi, malgré l'expérience faite avec le champ magnétique, on éprouve une certaine difficulté à les croire vraiment distincts. Ils sont caractérisés tous deux par la valeur $pd = 128$. La zone de l'ionisation en excès s'étendrait à la pression atmosphérique à la distance de $\frac{128}{750} = 0^{\text{mm}}, 17$. Dans ces conditions il est facile de voir qu'une feuille d'aluminium de $0^{\text{mm}}, 7$ d'épaisseur devrait arrêter complètement tout le rayonnement absorbable. Une telle feuille équivalait en effet, au point de vue de la masse, à $\frac{7 \cdot 10^{-4} \cdot 2,7}{13 \cdot 10^{-4}} = 1^{\text{mm}}, 4$ d'air, pris à la pression atmosphérique. En recouvrant le disque α d'une feuille d'aluminium de cette épaisseur, on devrait donc s'attendre à voir disparaître tout effet d'ionisation en excès. Or, en réalité, on ne supprime ainsi que le rayonnement x non déviable dans le champ magnétique; autrement dit, lorsque le champ agit, l'ionisation est indépendante de la distance (*fig. 18, courbe B*). Au contraire, en l'absence du champ, on continue à observer que le courant diminue lorsque la distance croît, l'expérience étant faite à une pression de $3^{\text{mm}}, 15$ (*fig. 18, courbe a*). Le rayonnement déviable

continue donc à subsister et il ne paraît pas notablement affaibli par la feuille d'aluminium. Ce résultat ne peut s'interpréter que de la manière suivante. Le rayonnement non déviable est un rayonnement primaire effectivement émis par le disque actif A. Par contre, le rayonnement électronique n'est pas émis par le disque; il faut chercher

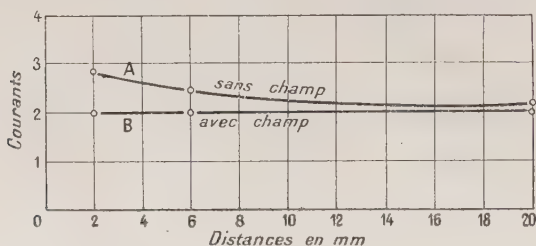


Fig. 18.

sa source en avant de la feuille d'aluminium. (Il convient de préciser que dans ces expériences la feuille d'aluminium était appliquée entre le disque A et la pièce P). Ce rayonnement ne peut donc être qu'un rayonnement

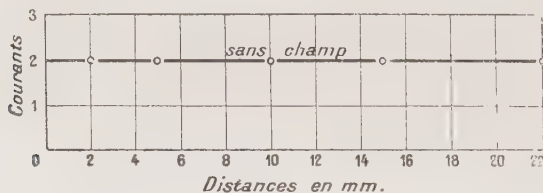


Fig. 19.

secondaire, émis, sous l'action d'un rayonnement primaire issu de A, par des obstacles matériels situés entre ce disque et la chambre d'ionisation, c'est-à-dire soit par l'air lui-même, soit par les parois des tubes de laiton servant à canaliser les rayons. S'il en est ainsi, une feuille d'aluminium apposée tout contre la chambre d'ionisation CC doit supprimer tout effet d'ionisation en excès.

C'est ce que confirme l'expérience suivante. Si l'on dispose la feuille d'aluminium sur la toile C de la chambre d'ionisation, au lieu de la mettre entre A et P, on constate que l'ionisation devient absolument indépendante de la distance, même en l'absence du champ magnétique (*fig. 19*).

Le rayonnement déviable est probablement excité par les rayons α . En effet, il disparaît lorsqu'on recouvre le disque actif d'une feuille d'aluminium capable d'absorber les rayons α .

Rayonnement non déviable. — Nous reviendrons dans la suite sur le rayonnement secondaire et nous ne nous occuperons ici que du rayonnement α émis par le disque A. Nous avons vu que l'ionisation produite par ce rayonnement est relativement très intense (*voir* la courbe I_a). On pourrait facilement obtenir la valeur de l'ionisation due au rayonnement α à une pression et une distance donnée en augmentant la distance de P à C au delà de la zone de l'ionisation en excès. Le courant qu'on observerait à ces grandes distances représenterait les effets de rayons α . On obtiendrait ainsi un terme constant qu'il conviendrait de retrancher de toutes les ordonnées d'une courbe telle que I_b pour obtenir la part qui revient au rayonnement absorbable non déviable. Mais la course de la vis n'est que de 2^{cm}, ce qui rend cette comparaison impossible dans le cas le plus intéressant, celui où la pression est la plus basse (égale à 3^{mm},15). C'est pourquoi j'ai procédé autrement. La distance d reste fixe, c'est la pression qu'on fait varier en même temps que le voltage appliqué en C_1, C_2 . On construit ainsi des courbes montrant la variation du courant d'ionisation en fonction de la distance (*fig. 20*). La courbe A est une de ces courbes obtenues pour $d = 2 + 4,5 = 6^{\text{mm}},5$ en l'absence du champ magnétique; la courbe B a été

obtenue dans les mêmes conditions, mais en présence d'un champ magnétique de 1100 gauss; c'est elle qui se rapporte au rayonnement x . On voit que l'ionisation ne croît point proportionnellement à la pression dans

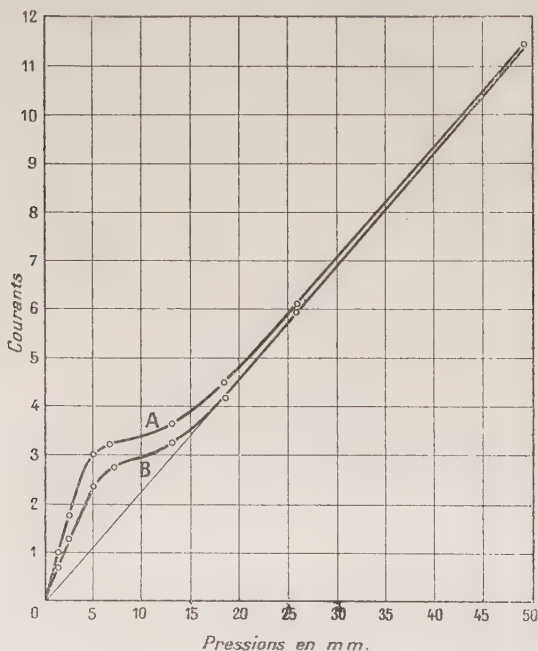


Fig. 20.

le domaine étudié. Ainsi que les courbes obtenues à pression constante le faisaient prévoir, le courant ne devient proportionnel à la pression qu'à partir d'une pression telle que le rayonnement x n'entre plus dans la chambre d'ionisation. D'après la valeur de pd , cette pression définissant la disparition des effets des rayons x serait égale à $\frac{128}{65} = 19^{\text{mm}},7$. En réalité, c'est à partir d'une pression voisine de 19^{mm} que la courbe se confond pratiquement avec une droite passant par l'origine.

Pour des pressions supérieures à cette valeur, l'ionisation observée dans la chambre CC n'est plus due qu'aux rayons α . En prolongeant la droite jusqu'à l'origine O, on obtient, à toute pression, la part de l'ionisation qui revient aux rayons α . Le reste de l'ionisation est produit par les rayonnements absorbables. En particulier, les différences entre les ordonnées de la courbe B et celles de la droite prolongée représentent les effets du rayonnement x . On trouve ainsi que sous la pression de 3^{mm} , à la distance de $6^{\text{mm}},5$ ce rayonnement produit 1,3 fois plus d'ions que les rayons α . On voit donc que les effets du rayonnement x peuvent être plus considérables que ceux des rayons α . Si le rayonnement x est identique au rayonnement α , ce fait n'a rien de surprenant. En effet, les expériences sur le rendement du recul montrent tout d'abord que le nombre des particules α projetées est très peu inférieur au nombre des particules α émises. Nous avons vu plus haut que, sur le même trajet, la particule α dépense beaucoup plus d'énergie que la particule α . On peut donc s'attendre à ce que l'ionisation produite par les projections radioactives soit, sur un trajet donné, beaucoup plus grande que l'ionisation produite par les rayons α . Si le rayonnement x est effectivement constitué par des atomes projetés de Ra D, il n'est point étonnant qu'il produise une ionisation plus forte que les rayons α ; ce qui est plutôt étonnant, c'est qu'il ne produit qu'une ionisation 1,3 plus forte. Or il convient de remarquer ici que ce nombre 1,3 n'a rien de caractéristique. En effet, j'ai pu me convaincre que l'importance du rayonnement peut varier, suivant les cas, dans des limites assez larges. Pour s'en rendre compte, il suffit de comparer par exemple les deux courbes II_b et III_b; on voit nettement que les effets du rayonnement α sont beaucoup plus marqués sur la courbe II_b correspondant à la pression de $8^{\text{mm}},7$ que sur la courbe III_b.

Cette circonstance apporte un appui nouveau à l'hypothèse de l'ionisation par projections radioactives. Nous avons vu plus haut que le rendement de la projection peut être variable suivant les cas et dépend de l'état de la surface. En particulier, il peut être très inférieur au rendement théorique si la surface active est visiblement impure. Or la surface des disques que j'ai employés se présentait certainement dans des conditions très défavorables pour l'émission des rayons α . En effet, j'ai utilisé des disques de laiton que j'activais dans l'air non desséché, chargé de fortes quantités d'émanation. Dans ces conditions, la surface du laiton est fortement attaquée, probablement par suite de la formation d'ozone; un disque qui était bien poli lorsqu'on l'introduisait dans l'appareil d'activation en sortait terni par l'oxydation. Il paraît fort probable que la couche d'oxyde formée exerçait sur le recul du Ra D une absorption considérable. C'est pourquoi je fis des expériences où je m'efforçai de rendre la surface du disque actif aussi intacte que possible. Pour cela, j'ai activé, dans l'air soigneusement desséché et purgé de poussières, des disques à feuille de platine, analogues à ceux décrits plus haut. Dans ces conditions je n'ai point observé de ternissement de la surface activée. Les résultats obtenus dans une de ces expériences sont représentés sur la figure 21. Les courbes I_a et I_b représentent la variation du courant en fonction de la distance, à la pression $4^{\text{mm}},45$; les courbes II_a et II_b sont relatives à une expérience où la distance était maintenue égale à $6^{\text{mm}},5$, et où l'on faisait varier la pression. Les indices a et b ont la même signification que précédemment. On aperçoit du premier coup sur toutes ces courbes en les comparant aux courbes obtenues précédemment que l'importance du rayonnement α s'accroît dans des proportions très notables, alors que l'effet du rayonnement déviable ne paraît pas avoir augmenté, ce qui

constitue une preuve de plus du caractère différent de

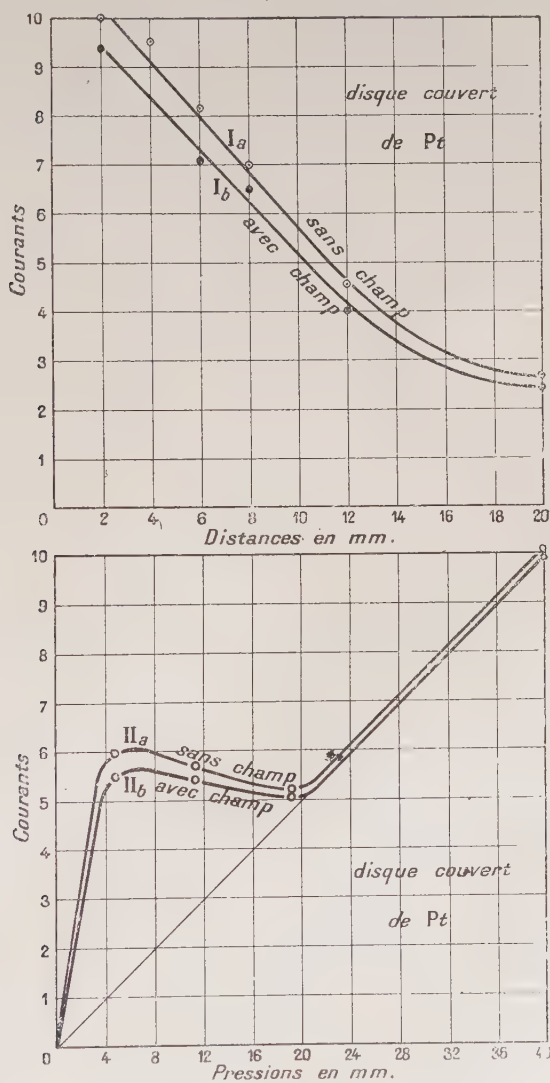


Fig. 21.

ces deux rayonnements. Les courbes à pression constante.

sont très caractéristiques, parce que, dans une certaine région de pression, le courant diminue lorsque la pression augmente. Dans cette région, la diminution de l'ionisation due à la disparition progressive du rayonnement x l'emporte sur l'augmentation du courant produit par les rayons dans un gaz de plus en plus dense.

La courbe II_b permet d'évaluer comme il a été expliqué plus haut l'importance relative de l'ionisation due au rayonnement x . On trouve ainsi que ce rayonnement produit sous la pression de 3^{mm} environ cinq fois plus d'ions que n'en produisent les rayons α .

Nous avons vu que le rayonnement absorbable signalé dans les expériences préliminaires était dû au Ra C. J'ai tenu à vérifier ce même point avec le dispositif utilisé ici.

Pour cela, on peut se servir d'abord des courbes montrant comment diminue en fonction du temps le courant observé à basse pression et à faible distance entre A et C₁, l'effet du rayonnement x est alors très important. Voici une de ces courbes (*fig. 22*) relative à $d=6^{\text{mm}},5$, $p=3^{\text{mm}},2$ qui représente le logarithme du courant en fonction du temps. Dans l'intervalle de temps étudié, la courbe ne diffère pas beaucoup d'une droite, indiquant une relation approximativement exponentielle entre le courant et le temps, avec une période moyenne de $33^{\text{mm}},5$ (temps où le courant baisse de moitié). L'activation du disque A utilisé dans cette expérience durait 2 heures 45 minutes. La courbe était faite entre les instants 80 minutes et 120 minutes, le moment où l'on a retiré le disque de l'appareil d'activation étant pris pour origine de temps. Dans la même époque, la période moyenne devrait être de $33^{\text{m}},1$, si le courant observé était produit exclusivement par le Ra C. Si l'ionisation en excès était due au RaB, la période devrait être dans les mêmes conditions de 28,8 minutes seulement (dans cette expérience l'ionisation

due au rayonnement x était 1,7 fois plus forte que celle due aux rayons α , et c'est ce nombre qui a été pris

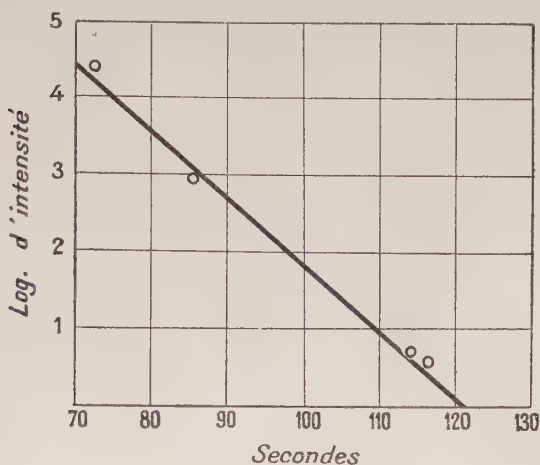


Fig. 22.

comme base du calcul). On voit donc que le rayonnement x est bien émis par le Ra C.

On peut donner de ce fait une preuve plus directe. J'ai fait quelques expériences avec le Ra C pur préparé sur un disque de nickel par la méthode de v. Lerch. Dans ces expériences je n'ai pas pu canaliser les rayons, car les activités obtenues ont été trop faibles. Aussi j'ai fait des mesures à distance constante en faisant varier la pression. Le disque A était situé à une distance de 6^{mm},5 au-dessus de la toile C. Si le Ra C n'émet pas de rayonnement très absorbable, l'ionisation doit être proportionnelle à la pression. La courbe de la figure 23 est relative à une expérience où le courant décroissait avec une période de 19,5 minutes, où le Ra C était par conséquent très pur. L'expérience a été faite en présence du champ magnétique afin de supprimer les effets du rayonnement déviable.

On aperçoit sur la courbe que l'ionisation est, à faible pression, beaucoup plus forte que ne l'exige la proportionnalité du courant à la pression, ce qui montre que le Ra C produit bien à lui seul l'ionisation en excès.

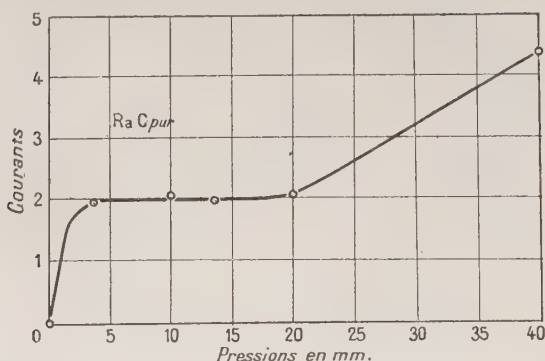


Fig. 23.

En résumé, nous voyons que toutes les propriétés du rayonnement absorbable non déviable sont extrêmement voisines de celles qu'on peut prévoir pour le rayonnement α du Ra C. Nous admettrons donc l'hypothèse de l'ionisation par projections radioactives comme définitivement démontrée et nous abandonnerons la désignation provisoire : *rayonnement x* , dont nous nous sommes servi dans ce Chapitre.

Il ne serait peut-être pas superflu d'expliquer pourquoi les phénomènes décrits dans ce travail ne se manifestent pas d'une façon sensible dans les conditions ordinaires. On peut admettre comme résultat moyen de ces expériences que le rayonnement α produit dans la zone d'ionisation en excès autant d'ions que les particules α . La zone d'ionisation en excès s'étend à la pression atmosphérique à une distance de $0^{\text{mm}},17$ environ, donc environ $\frac{70}{0,17} = 410$ fois plus petite que le parcours

de rayons du Ra C. Le nombre total d'ions produit par les rayons α est donc plus de 400 fois plus grand que le nombre d'ions dus au rayonnement α . Dans la plupart des cas expérimentaux, un tel effet est parfaitement négligeable.

B. — POUVOIR IONISANT DES PARTICULES α .

Nous avons cherché dans le Chapitre précédent à évaluer le nombre d'ions produits, dans l'hypothèse de l'ionisation par recul, par les rayons α du Ra C, et nous avons trouvé ce nombre 400 fois plus petit que le nombre d'ions produits par les rayons α .

Dans cette évaluation on se basait sur les résultats moyens des expériences décrites plus haut, afin de tirer des conclusions valables dans les conditions ordinaires des travaux faits avec le dépôt actif de radium. Mais ces conditions moyennes sont en général défavorables pour les rayons α , car pour obtenir ces derniers dans leur pleine intensité il faut procéder avec des précautions spéciales. Grâce à ces précautions on arrive, nous l'avons vu, à augmenter considérablement l'ionisation en excès due aux rayons α .

Néanmoins, le nombre d'ions produits par les rayons α est certainement inférieur à $\frac{1}{100}$ du nombre d'ions dû aux rayons α , même si la surface active est absolument propre et polie et n'oppose aucune résistance à la sortie des particules α . L'énergie des particules α n'étant que 55 fois plus faible que l'énergie des particules α , on voit que cette énergie ne peut pas se transformer intégralement en énergie d'ionisation à l'arrêt des particules.

Il est assez facile de concevoir qu'une partie de l'énergie cinétique d'une particule doit se dissiper directement en énergie calorifique sans passer par la forme intermédiaire d'énergie d'ionisation. En effet, tout acte individuel d'ioni-

sation est accompagné d'un choc entre la molécule ionisée et la particule, et l'effet de ce choc sera d'augmenter l'énergie cinétique de la molécule (ou atome) aux dépens de la particule. Cette perte d'énergie de la particule en mouvement sera en général d'autant plus sensible que le choc se rapprochera davantage du choc élastique et que par conséquent la vitesse de la particule sera moindre. De plus, lorsque la vitesse diminue, certains chocs seront inefficaces pour produire l'ionisation, et entraîneront néanmoins une perte d'énergie cinétique des particules.

Cette dissipation directe de l'énergie cinétique se produit sans doute pour les particules α également. Là encore, le nombre total d'ions est trop faible pour représenter l'équivalent complet de son énergie cinétique de la particule.

Toutefois, ce transport direct de l'énergie cinétique de la particule aux molécules du gaz ne se produit pour les particules α d'une manière notable que vers la fin de leur parcours, car sur la plus grande partie de ces parcours les chocs proprement dits sont très rares et la particule perce les atomes sans être déviée de son chemin rectiligne.

Par contre, l'étude de l'absorption des rayons a du Ra A a montré que l'éparpillement des particules a est très sensible sur la plus grande partie de leur parcours; ces particules éprouvent donc des chocs relativement plus déviants que les particules α , ce qui explique pourquoi une partie plus grande de leur énergie s'en va directement dans le gaz sans passer par la forme ionique.

Il est intéressant de comparer dans cet ordre idées, les courbes montrant en fonction de la distance l'ionisation due aux rayons a , aux courbes de Bragg des rayons α .

On constate ce fait curieux que le pouvoir ionisant des rayons a décroît, à l'inverse de ce qui a lieu pour les rayons α , lorsque croît la longueur du chemin traversé

par ces rayons et que par conséquent la vitesse des particules ionisantes décroît.

Dans le cas des rayons α , le nombre des particules se maintient constant dans un faisceau canalisé sur la plus grande partie du parcours; aussi l'augmentation de l'effet global de toutes les particules correspond à l'augmentation de pouvoir ionisant de chaque particule. On serait tenté de faire le même raisonnement dans le cas des rayons α et de conclure de l'aspect des courbes de l'ionisation en excès, que le pouvoir ionisant de chaque particule α diminue lorsque sa vitesse décroît. Une telle conclusion s'inspirerait du fait que le nombre de particules α , constituant un faisceau canalisé, se maintient pratiquement constant jusqu'à la moitié du parcours, alors que la chute de l'ionisation le long d'un faisceau canalisé des particules α est déjà très sensible dans les premières portions de leur parcours.

Néanmoins, cette conclusion ne serait pas fondée sur des bases absolument sûres, si elle ne s'appuyait que sur les résultats exposés jusqu'ici. En effet, l'étude de l'absorption a été faite en utilisant les rayons α du Ra A, celle de l'ionisation avec les rayons α du Ra C, et dans des conditions un peu différentes. Étant donnée la nouveauté du sujet, on pouvait conserver quelques doutes en ce qui concerne la généralité des résultats obtenus dans l'étude de l'ionisation produite par les rayons α . En particulier, nous avons rencontré à plusieurs reprises au cours de ces recherches des difficultés provenant des modifications souvent invisibles de la surface active, et l'on pouvait craindre, malgré les précautions prises, que de tels effets n'intervinssent dans l'étude des rayons α du Ra C. Il ne faut pas perdre de vue que pour obtenir des quantités importantes de Ra C, il fallait activer des disques pendant plusieurs heures. Pendant tout ce temps un champ intense amenait sur le disque, à côté des atomes radioac-

tifs, de nombreux ions gazeux, et il n'était pas impossible que cette arrivée d'ions ne produisît une modification spéciale de l'état de la surface, dans le genre de la formation d'une couche gazeuse adhérente, etc. Ces craintes n'étaient peut-être pas bien fondées; mais j'avais le sentiment net que, pour donner plus de sûreté à la conclusion concernant la variation du pouvoir ionisant d'une particule α avec sa vitesse, il fallait comparer l'absorption et l'ionisation des rayons α dans des conditions aussi identiques que possible. Pour cette raison j'ai décidé de faire des expériences sur l'ionisation produite par les rayons α du Ra A, en utilisant un faisceau des particules identique à celui dont j'avais déterminé l'absorption.

L'appareil employé dans ces expériences est représenté sur la figure 24.

On reconnaît dans la partie T₁, de cet appareil le tube inférieur de l'appareil pour l'étude de l'absorption, décrit précédemment. La partie supérieure de l'appareil est constituée par un tube de verre T₂ se raccordant au premier par une couronne rodée C₂. Ce tube porte une chambre d'ionisation semblable à celle employée dans l'étude de l'ionisation produite par les rayons du α Ra C, elle n'en diffère que par une profondeur plus grande qui est de 6^{mm}. J'ai cru utile de donner cette profondeur à la chambre d'ionisation pour augmenter l'ionisation observée, car il est difficile d'obtenir avec le Ra A des effets de même intensité qu'avec le Ra C, à cause de la rapidité de la destruction de ce premier. I₂ est une toile de cuivre isolée par une couronne d'ébonite, qu'on met en communication avec la source de courant par le fil isolé F, mastiqué dans le tube T; G est un système d'enveloppes métalliques au sol; I₁ est le plateau du condensateur, relié à l'électromètre par la tige T; l'isolement est constitué par le disque d'ébonite E et par le bouchon d'ébonite B, qui est mastiqué entre la tige T et le tube de garde.

Le disque actif A est fixé dans la partie T₁ de l'appareil, au fond d'une boîte cylindrique F, recouverte d'un diaphragme D. La distance de la surface A au plan supérieur du diaphragme est égale à 17^{mm}, l'ouverture du dia-

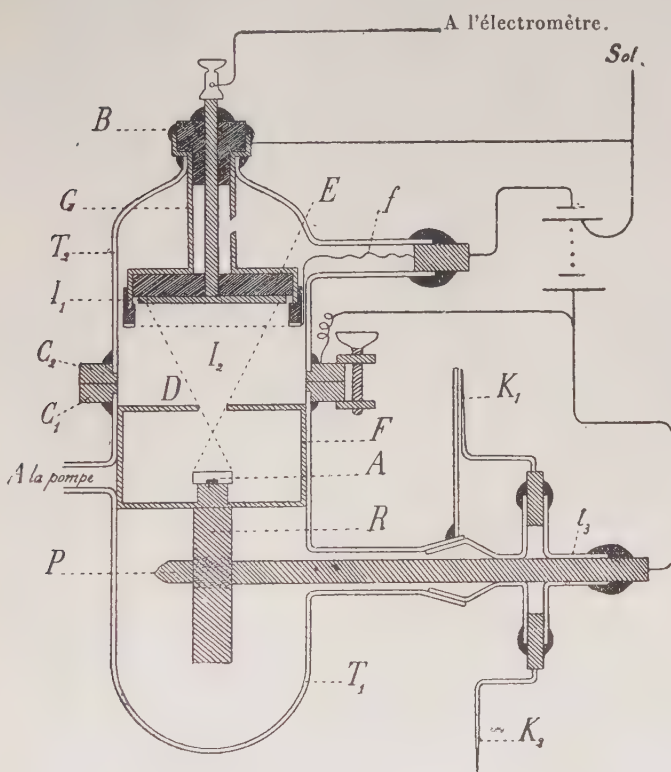


Fig. 24.

phragme a un diamètre égal à 7^{mm} comme précédemment, de sorte que le faisceau canalisé est défini de la même manière que le faisceau étudié dans le travail relatif à l'absorption. Le diamètre extérieur de la boîte F est de 49^{mm},7 de sorte qu'elle peut se déplacer dans le tube L sans jeu latéral sensible. L'appareil comporte un

dispositif permettant de faire varier rapidement la distance du disque actif à la chambre d'ionisation, l'appareil étant vidé. Pour cela, la boîte F est supportée par une crémaillère R, et la tige de laiton mastiquée dans le tube de verre à rodage conique se prolonge par un pignon P. En faisant tourner le rodage on fait monter ou descendre la boîte F avec le disque actif A. Pour mesurer le déplacement, on avait fixé sur la partie immobile du rodage un rapporteur d'angles, sur lequel se déplacent les aiguilles K_1 et K_2 diamétralement opposées, fixées sur le tube mobile t_3 . On établit facilement la correspondance entre les angles lus sur le rapporteur et les déplacements de la boîte F; on obtient ainsi un procédé simple et pratique pour mesurer la distance du disque actif A à la chambre I_1, I_2 . Un dispositif à manœuvre simple et rapide s'imposait ici, car le Ra A disparaît très vite et l'on ne pouvait pas songer à employer la vis micrométrique. En revanche, ce procédé est moins précis, car le mouvement d'un pignon sur une crémaillère comporte toujours un peu de jeu; aussi les distances ne pouvaient pas être mesurées mieux qu'à $\frac{4}{5}$ de millimètre près.

Le système F peut être porté à un potentiel convenable par l'intermédiaire du pignon et de la tige mastiquée dans le tube t_3 . Ce potentiel était choisi de manière à établir entre le diaphragme D et la boîte C un champ égal et de sens contraire à celui établi dans la chambre d'ionisation, et cette précaution avait pour but, comme précédemment, d'empêcher l'arrivée, au plateau isolé, des ions formés en dehors de la chambre d'ionisation.

L'appareil entier était monté sur un support en bois entre les pôles d'un électro-aimant de Weiss.

Pour faire l'expérience, on activait le disque pendant 2 à 3 minutes dans l'appareil d'activation décrit plus haut, puis on le fixait dans la boîte F, dont le couvercle

à diaphragme D était amovible; on remettait le diaphragme, on posait le tube T_2 sur le tube T_1 , on établissait les connexions électriques; on faisait le vide dans l'appareil, on excitait un champ magnétique de 700 unités et l'on procédait à des mesures du courant d'ionisation, pendant qu'un autre opérateur prenait des mesures de pressions à la jauge. Les expériences ont été généralement faites ou ramenées à la pression de 1 mm .

Dans ces expériences, il fallait renoncer à suivre le faisceau canalisé sur toute sa longueur et l'on se contentait de mesurer l'ionisation produite en deux points différents de ce faisceau. On faisait, en alternant, une série des mesures relatives à la distance 1, une série des mesures relatives à la distance 2, et l'on notait scrupuleusement au chronomètre l'instant correspondant à chaque mesure. On obtenait de cette manière deux courbes où les courants mesurés à chaque distance étaient portés en fonction du temps.

La figure 25 représente les résultats d'une expérience faite sous la pression de 1 mm . Sur cette figure, la courbe I est obtenue avec une distance entre le disque actif et la chambre d'ionisation égale à 23 mm , la courbe II se rapporte à la distance de 43 mm .

L'expérience étant faite en présence d'un champ magnétique qui supprimait le constituant déviable du rayonnement absorbable et les effets des rayons β et γ étant négligeables dans une chambre d'ionisation étroite, les courants observés sont dus uniquement aux rayons α et aux rayons a du Ra A et du Ra C. Le Ra C se forme au cours de l'expérience, en partie sur le disque actif, en partie sur le plateau I, de la chambre d'ionisation, où il dérive des atomes de Ra B projetés par le recul. (Le Ra C se forme également, pour la même raison, sur les parois intérieures de la boîte F, mais ce Ra C ne contribue pas d'une manière sensible à l'ionisation pro-

duite dans la chambre I, I_2 , car le couvercle à diaphragme D arrête la plus grande partie de ses rayons.) On reconnaît aisément que le courant d'ionisation recueilli dans la chambre I, I_2 peut être décomposé en deux parties dont l'une varie lorsque croît la distance du

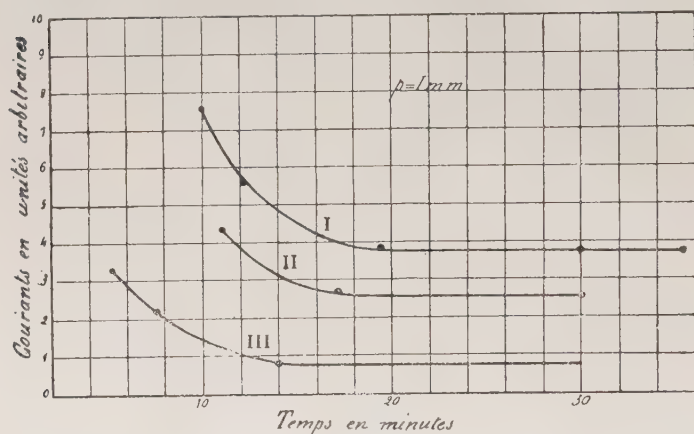


Fig. 25.

disque à la chambre et dont l'autre est indépendante de la distance. La partie variable avec la distance est due aux rayons α du Ra C et du Ra A présents sur le disque actif. La partie de l'ionisation qui reste constante lorsque la distance varie est produite par les rayons α du Ra A et du Ra C et par les rayons α du Ra C formé sur le plateau I de la chambre d'ionisation.

Les courbes I et II permettent d'obtenir la valeur de l'ionisation totale produite à chaque instant à la distance de 23mm et à celle de 43mm . Pour tirer de ces nombres la valeur du rapport des ionisations produites à ces deux distances par le faisceau des particules à étudier, il convient de déterminer la part qui, dans l'ionisation totale observée, revient aux rayons α du Ra A et du Ra C, et aux rayons α du Ra C formé sur

le disque I₁. Pour cela, on fait dans la même expérience, à des instants différents, des mesures du courant d'ionisation à une pression p et une distance d telles que le rayonnement α émis par le disque actif ne peut pas pénétrer dans la chambre d'ionisation. On obtient ainsi une troisième courbe qui permet de connaître à chaque instant la valeur de ce courant dû uniquement aux rayons α du RaA et du RaC et aux rayons α du RaC présent sur le plateau I₁. Soient i' la valeur du courant à un instant donné t , i_1 et i_2 les valeurs, correspondant au même instant, déduites des courbes I et II, relatives à la pression de 1^{mm}. L'effet produit à la pression de 1^{mm} par les rayons α du RaA et du RaC, et par les rayons α du Ra C présent sur le plateau I₁ sera approximativement égal à $\frac{i'}{p}$ (1). En effet, l'ionisation

due aux rayons α varie proportionnellement à la pression; celle due aux rayons α du Ra C formé sur le plateau I₁ obéit encore à cette loi d'une manière approchée, pourvu que la pression p soit petite par rapport à la pression sous laquelle le parcours des rayons α est égal à la profondeur (6^{mm}) de la chambre. En définitive, on peut admettre que l'ionisation produite au temps t par les rayons α du Ra A et du Ra C présents sur le disque A à la pression de 1^{mm} est égale à $i_1 - \frac{i'}{p}$, lorsque la chambre d'ionisation se trouve à 23^{mm} de distance du disque actif et à $i_2 - \frac{i'}{p}$ lorsque, cette distance est égale à 43^{mm}. Le

rapport cherché sera $\frac{i_1 - \frac{i'}{p}}{i_2 - \frac{i'}{p}}$. Dans l'expérience décrite

ici, on a mesuré le courant i' sous la pression de 2^{mm},7,

(1) La courbe III de la figure 25 représente $\frac{i'}{p}$ en fonction du temps.

la distance de la chambre d'ionisation au disque actif étant égale à 43^{mm}. La valeur de ce courant, au temps 11 minutes, est de 32,4 en unités arbitraires, alors que i_1 et i_2 calculés d'après les courbes I et II sont égaux au même instant à 65,5 et à 44. On en tire, pour le rapport cherché, au temps 11 minutes, la valeur

$$\frac{65,5 - \frac{32,4}{2,7}}{44 - \frac{32,4}{2,7}} = \frac{53,5}{32} = 1,66.$$

Au temps 28 minutes, la valeur du courant i' est de 20,9, alors que les courants i_1 et i_2 sont égaux à cet instant à 38 et à 25,7. Le rapport des ionisations dues aux rayons α du Ra A et du Ra C sera à cet instant égal à

$$\frac{38 - \frac{20,9}{2,7}}{25,7 - \frac{20,9}{2,7}} = \frac{38 - 7,7}{25,7 - 7,7} = 1,68.$$

Ces deux nombres sont pratiquement identiques.

Ce raisonnement porte sur les effets globaux des rayons α des Ra A et C, et il est évidemment nécessaire pour la clarté des conclusions d'obtenir des données relatives au Ra A seulement. Dans cet ordre d'idées, on peut remarquer tout d'abord que l'ionisation mesurée au temps 28 minutes est due à peu près exclusivement au Ra C. Le nombre 1,68 se rapporte donc pratiquement aux rayons α du Ra C pur. Au temps 11 minutes le Ra C et le Ra A contribuent à titre presque égal à la production de l'ionisation, comme on le voit par l'examen des courbes I et II. A cet instant le rapport des ionisations est alors égal à 1,66, donc très peu différent de celui obtenu avec le Ra C seul. On en conclut que le rapport des ionisations produites par les rayons α du Ra A seul, aux distances étudiées, sera encore très voisin de 1,66. Nous avons

maintenant toutes les données nécessaires pour résoudre le problème de la variation du pouvoir ionisant d'une particule α . Nous avons vu en effet, dans l'étude de l'absorption, que le nombre de particules α du RaA constituant un faisceau canalisé diminue très peu, sous la pression de 1^{mm}, lorsque la distance croît de 23^{mm} à 43^{mm}. La variation de ce nombre est certainement inférieure à 5 pour 100. Nous voyons, d'autre part, que l'ionisation produite par les particules α diminue d'une manière très importante dans les mêmes conditions, et la conclusion qui s'impose est conforme à celle que nous avons tirée de l'étude de l'ionisation produite par les rayons α du Ra C, à savoir : le pouvoir ionisant d'une particule α diminue, dès le début de son parcours, lorsque sa vitesse décroît.

Ce fait, une fois établi, on peut essayer d'en donner une interprétation théorique. Admettons qu'un choc entre atome neutre en repos et atome positif en mouvement ne puisse provoquer l'ionisation de l'atome en repos que si la distance entre les centres des deux atomes devient, pendant le choc, inférieure à une certaine distance limite. Pour expliquer l'absorption des particules α , il a été nécessaire d'admettre que les chocs entre les particules α et les atomes du gaz traversé mettent en jeu des forces plus grandes que les chocs des particules α , car ils produisent des déviations plus considérables des particules en mouvement. Il paraît naturel d'en conclure que la distance minima dont pourra se rapprocher le centre de la particule en mouvement du centre de l'atome en repos sera plus grande dans un choc *moyen* d'une particule α que dans un choc *moyen* d'une particule α . Cette distance minima *moyenne* sera pour la particule α (comme d'ailleurs pour la particule α) d'autant plus grande que la vitesse de la particule sera plus petite. Il suffit donc d'admettre que pour les particules α , cette distance moyenne de plus grand rap-

prochement est voisine de la distance minima nécessaire à l'ionisation, pour concevoir que la proportion des chocs ionisants, par rapport au nombre total de chocs subis par la particule α sur un trajet donné, doive baisser lorsque sa vitesse diminue. Il en sera de même pour le pouvoir ionisant de la particule, car le nombre total de chocs peut être considéré comme indépendant de la vitesse de la particule.

C. — SUR L'IONISATION PRODUITE PAR LES RAYONS α
ET PAR LES RAYONS SECONDAIRES DES RAYONS α DU POLONIUM.

(En collaboration avec M. Basile Bianu.)

Le polonium émet des rayons α et sa transformation donne sans doute lieu à la projection des atomes résultant de cette transformation. Néanmoins, on n'est pas arrivé jusqu'ici à mettre en évidence les rayons α du polonium par la méthode du récepteur. Ce fait s'explique aisément, car, suivant toute probabilité, les atomes de polonium se transforment en atomes de plomb qui ne sont pas radioactifs. Hahn a proposé de mettre en évidence cette projection du plomb par une étude spectroscopique de la matière projetée recueillie sur un récepteur; cette méthode serait intéressante, mais exigerait des quantités énormes de polonium et serait assez difficile à appliquer.

Nous nous sommes proposé de rechercher les rayons α du polonium par leurs propriétés ionisantes. Dans cet ordre d'idées, l'étude de l'ionisation, produite à basse pression par le polonium, devait révéler l'existence d'un rayonnement ionisant très absorbable analogue à celui trouvé dans le cas du Ra C et du Ra A.

L'appareil qui nous a servi pour cette étude est en principe identique à celui utilisé dans l'étude de l'ionisation produite par les rayons α du Ra C. La seule modification

essentielle apportée dans le dispositif consiste dans l'emploi d'une deuxième toile T_2 (fig. 26) reliée au sol, placée entre le disque actif et la toile T_1 de la chambre d'ionisation. En raison du champ électrique établi entre les

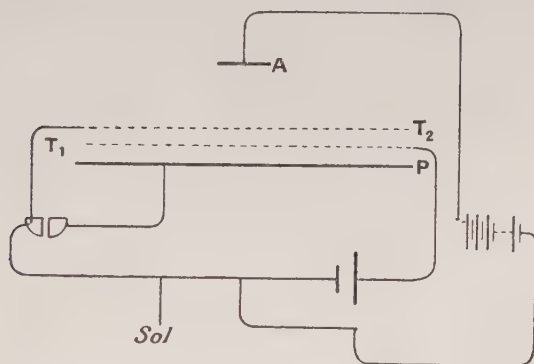


Fig. 26.

deux toiles, on réalise une suppression très parfaite des effets de la diffusion des ions formés en dehors de la chambre d'ionisation, et l'on peut donner au potentiel du disque actif des valeurs quelconques, sans modifier la valeur du courant recueilli, ce qui peut être commode dans certains cas.

La canalisation des rayons rend nécessaire l'emploi de disques extrêmement actifs; aussi, pour le polonium, avons-nous jugé préférable d'employer la méthode qui permet d'utiliser le rayonnement total et où l'on étudie le courant en fonction de la pression, en laissant la distance constante. Dans cette méthode, on peut conclure à l'existence d'un rayonnement absorbable toutes les fois que l'ionisation n'augmente pas proportionnellement à la pression et qu'elle est notamment, aux basses pressions, plus forte que ne l'exigerait la proportionnalité. En l'absence de rayonnement absorbable, l'ionisation mesurée à distance constante doit être proportionnelle

à la pression; la courbe représentative de l'ionisation en fonction de la pression est alors une droite passant par l'origine.

C'est justement ce résultat, purement négatif, que nous avons obtenu dans notre première expérience. Le disque employé était un disque d'argent de 2^{cm} de diamètre recouvert d'un dépôt noirâtre bien visible de polonium. Placé dans un appareil de Bragg à la pression atmosphérique, ce disque avait donné la courbe de la figure 27,

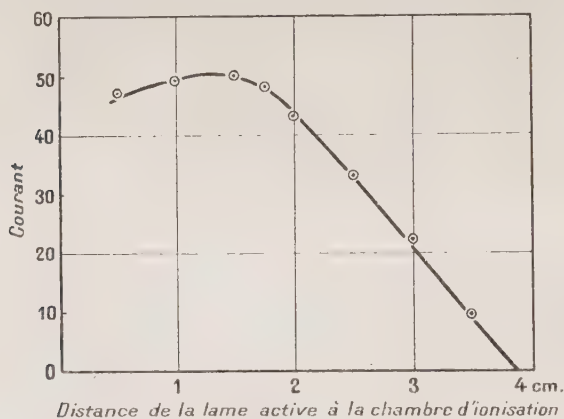


Fig. 27.

qui diffère beaucoup de la courbe de Bragg classique et montre que la couche exerçait une absorption notable sur les rayons α et avait par conséquent une épaisseur de l'ordre de 0^{mm},01. Aussi ce résultat ne nous a point découragés; nous avons attribué notre insuccès à ce que la couche active était trop épaisse. Le raisonnement suivant permet d'évaluer l'importance de l'épaisseur du dépôt pour l'étude de l'ionisation produite par les rayons α . Admettons que la couche active ait eu une épaisseur de 5^μ. Les recherches sur le parcours du Ra B ont montré que les argentures de 20^μ d'épaisseur arrêtent presque complètement les atomes projetés. Si

le dépôt polonifère a une densité voisine de celle de l'argent, les atomes projetés ne peuvent quitter ce dépôt que s'ils proviennent d'une couche superficielle d'une profondeur de l'ordre de 10^{-14} . Le nombre total d'atomes subissant le recul étant égal au nombre des particules α

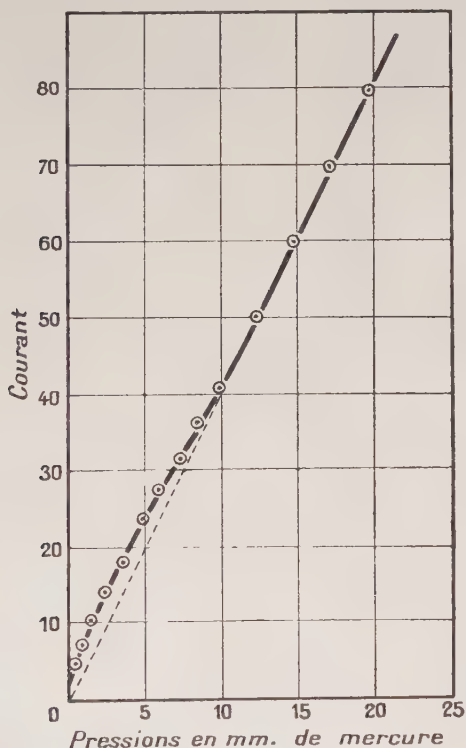


Fig. 28.

émises, on voit que le nombre de ces atomes effectivement émis sera $\frac{5}{0,010} = 500$ fois plus petit que le nombre de particules α . L'ionisation produite par les particules α est, dans ces conditions, absolument négligeable par rapport à celle due aux rayons.

Il résulte de ces considérations que pour mettre en évidence l'ionisation produite par le recul, il est nécessaire de réaliser une couche active d'une épaisseur de l'ordre de 100μ . Tous les efforts se portèrent donc vers la purification de la solution polonifère. Ces efforts furent couronnés de succès; un deuxième disque nous a déjà permis de constater l'existence du rayonnement absorbable, ainsi que le montre la courbe de la figure 28. On voit nettement qu'aux faibles pressions le courant est plus

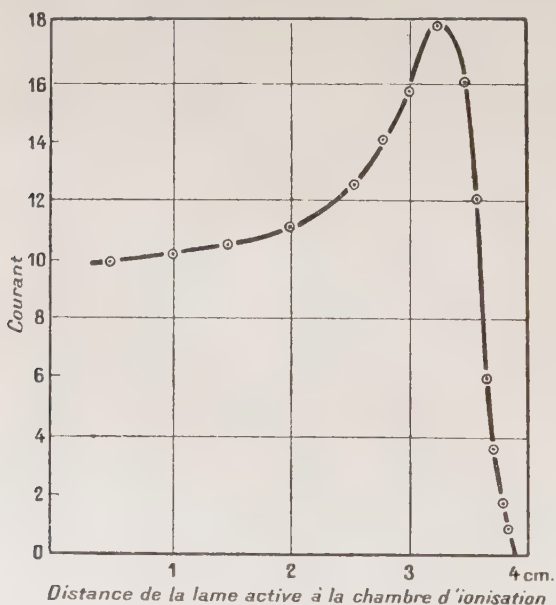


Fig. 29.

fort que ne l'exige la proportionnalité du courant à la pression; le rayonnement absorbable produit à une pression de 2,40 millimètres pour 100 du courant dû aux rayons α . Ce deuxième disque était couvert d'un dépôt jaunâtre encore visible; l'épaisseur du dépôt y était nettement plus faible que dans le cas précédent.

La courbe de Bragg donnée par ce disque est représentée figure 29. Le maximum d'ionisation s'y trouve à une distance de 5^{mm},5 de la fin du parcours; c'est déjà une courbe de Bragg *classique*; on en conclut que la couche active était d'épaisseur négligeable par rapport au parcours des rayons α dans la matière constituant le dépôt actif. Toutefois, elle était sûrement très absorbante pour ce qui concerne les projections radioactives. Il semblait difficile d'améliorer davantage la solution polonifère. Pour obtenir un dépôt plus mince, on a été amené à préparer un disque moins actif (par un séjour moins

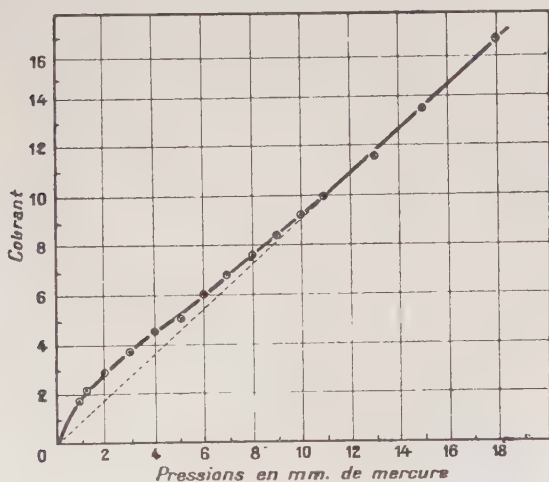


Fig. 30.

prolongé dans le bain polonifère). Dans notre façon de voir, la diminution d'activité devait porter exclusivement sur les rayons α , et non pas sur l'ionisation produite par le recul. On pouvait donc espérer augmenter ainsi l'importance relative du rayonnement absorbable. Avec un disque deux fois moins actif que le précédent, nous avons obtenu la courbe de la figure 30.

On voit sur cette courbe que le rayonnement absorbable produit a une pression de 2,65 millimètres pour 100 du courant dû aux rayons α . Ce résultat, encore que nettement positif n'était pas encore satisfaisant. Le dépôt était toujours visible et il n'était sûrement pas uniforme. Finalement nous avons cherché à déposer du polonium sur une surface beaucoup plus grande. On avait constaté qu'avec les solutions chlorhydriques très concentrées, employées d'ordinaire, on n'arrive pas à obtenir des dépôts uniformes; par contre, si l'on dilue la solution, le dépôt se fait lentement et la couche est uniforme. De cette façon, on a réussi à obtenir sur un disque d'argent de 6^{cm} de diamètre un dépôt absolument invisible, de même activité que le précédent.

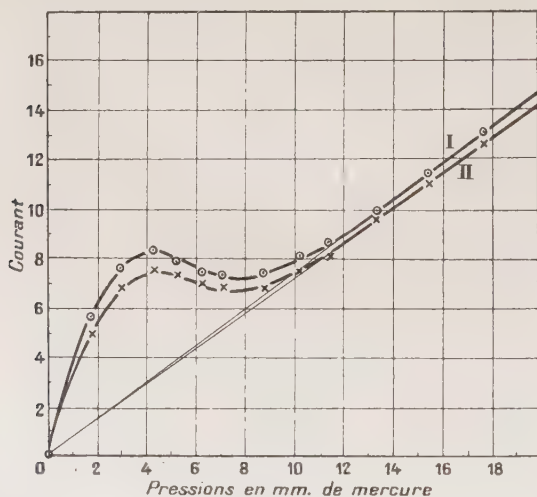


Fig. 31.

Les courbes I et II de la figure 31, obtenues avec ce disque, représentent le courant en fonction de la pression, la distance ayant été maintenue constante et égale à 6^{mm},5. La courbe I est relative aux mesures faites en l'absence du

champ magnétique; la courbe II se rapporte aux mesures faites en présence d'un champ magnétique de 1100 unités. Ces courbes sont tout à fait analogues à celles obtenues avec le Ra C. Le rayonnement absorbable y apparaît déjà dans toute son importance. A une pression de 2^{mm}, il produit trois fois plus d'ions que n'en font les rayons α . Les courbes présentent la région où le courant diminue lorsque la pression croît, particularité caractéristique de ces courbes d'ionisation en excès. La courbe II est relative au rayonnement non déviable, c'est elle qui représente l'ionisation produite par les rayons α du polonium. On voit que l'ionisation ne devient proportionnelle à la pression qu'à partir de la pression de 11^{mm}. Pour des pressions supérieures à 11^{mm}, le rayonnement α n'arrive plus dans la chambre d'ionisation. La distance du polonium à la chambre d'ionisation étant égale à 6^{mm},5, nous voyons que le produit pd est égal pour les rayons α du polonium à 70. Dans le cas des rayons α du Ra C, ce même produit était égal à 128. Le rapport des parcours des rayons α du polonium et du Ra C est donc égal à $\frac{70}{128} = 0,545$. Ce nombre est extrêmement voisin du rapport des parcours des rayons α du polonium et du Ra C, $\frac{3,86}{7,05} = 0,55$. Ce résultat semble montrer que les atomes projetés par le polonium ont une masse peu différente de celle des atomes projetés par le Ra C, c'est-à-dire des atomes de Ra D.

Le poids atomique du Ra D est, d'après la théorie des transformations radioactives, égal à 212, le poids atomique du produit de transformation du polonium (plomb) à 208. Ces poids atomiques sont en réalité très voisins, ils ne diffèrent que de 2 pour 100. Nos expériences viendraient ainsi à l'appui des hypothèses généralement admises relatives aux transformations radioactives de la série du radium.

Rayonnement secondaire. — L'action du champ magnétique (courbes I et II, *fig. 31*) confirme, dans le cas du polonium, l'existence d'un rayonnement ionisant, aisément déviable, observé au cours des recherches sur l'ionisation produite par les rayons α du Ra C.

Lorsqu'on dispose sur la toile de la chambre d'ioni-

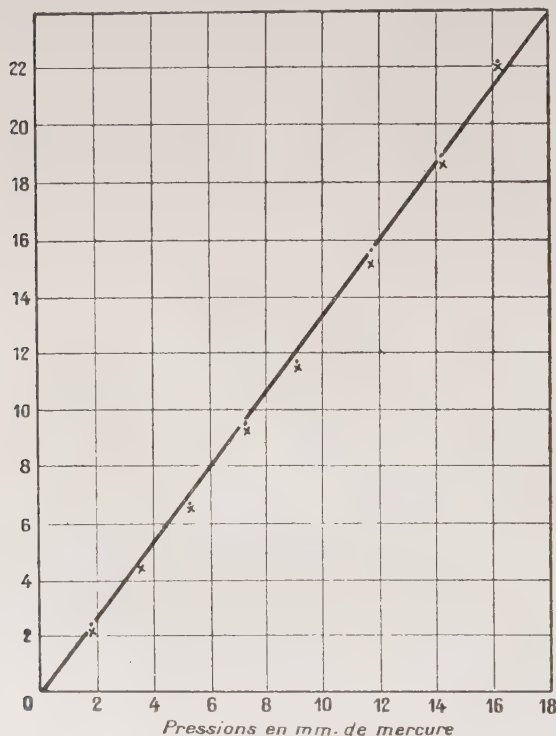


Fig. 32.

sation une feuille d'aluminium battue de 0^m,5 d'épaisseur, on supprime tout effet de rayonnement absorbable déviable ou non. Le courant est alors proportionnel à la pression, aux erreurs d'expérience près, en présence ou non du champ magnétique (*fig. 32*). Par contre, lorsqu'on

dispose la feuille d'aluminium à une certaine distance de la chambre d'ionisation, par exemple lorsqu'on la met sur la toile reliée au sol T_2 , on continue à observer les effets du rayonnement déviable, autrement dit le courant est en présence du champ magnétique nettement plus faible que le courant mesuré sans champ (*fig. 33*). Ceci confirme

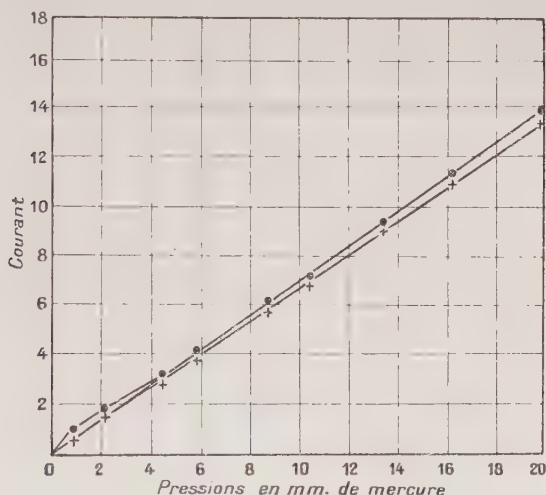


Fig. 33.

encore l'observation faite précédemment sur l'origine secondaire du rayonnement déviable. Le polonium n'émettant pas des rayons β , ce rayonnement secondaire ne peut être excité que par les rayons α .

Dans des expériences récentes, M. Bianu ⁽¹⁾ est arrivé à confirmer l'existence de ce rayonnement secondaire par une méthode plus directe. Dans ces expériences les rayons α du polonium tombaient sur un réflecteur, constitué par un plateau métallique, et la chambre d'ionisation était placée de manière à ne recevoir que des rayons renvoyés par le plateau métallique.

(¹) *Le Radium*, mai 1913.

Le courant observé était dû en partie aux rayons α réfléchis, en partie au rayonnement électronique émis par le plateau sous l'action des rayons α . On peut donc considérer l'existence de ce rayonnement électronique secondaire comme définitivement établie. Ce rayonnement ne doit pas être confondu avec les rayons δ émis sous l'influence des rayons α . Les rayons δ sont en effet constitués par des électrons de faible vitesse et il est peu probable qu'ils puissent donner lieu à une ionisation sensible de l'air. Nous nous sommes d'ailleurs assurés que dans notre dispositif les rayons δ n'arrivent pas en quantité appréciable dans la chambre d'ionisation tant que la pression reste supérieure à $1^{\text{mm}},5$.

En effet, les courants observés se montrent très peu modifiés lorsqu'on charge le disque actif à $+13$ ou à -13 volts.

Ces voltages sont de l'ordre de grandeur de ceux qui correspondent aux vitesses initiales des rayons δ , et ils doivent, suivant le sens du champ appliqué, favoriser ou gêner notablement l'émission de ces rayons. Aussi le fait que le courant ne se ressent pas des variations du potentiel du disque A montre que les rayons δ ne contribuent pas d'une manière appréciable à la charge recueillie par le disque P.

Notons en passant que les courants mesurés se montrent presque identiques en valeur absolue, que l'on recueille à l'électromètre de l'électricité positive ou négative. Ce fait montre que les effets de la diffusion des ions sont supprimés dans notre dispositif d'une manière très parfaite. En présence du champ magnétique, le courant positif est un peu plus fort que le courant négatif; cet excès de charge positive est sans doute dû à la charge des rayons α et des rayons α .

Le Tableau suivant résume quelques résultats obtenus à diverses pressions :

Pressions.	Sens du courant.	Potentiel du disque.	Courant sans champ.	Courant en pré- sence d'un champ de 1100 gauss.
volts				
mm 17,38	—	{ 0	9,55	9,2
		{ 13	9,55	9,18
		{ +13	9,54	9,2
	+	{ 0	9,48	9,25
		{ —13	9,49	9,31
		{ +13	9,48	9,28
4,1	—	{ 0	5,08	4,55
		{ —13	5,05	4,51
		{ +13	5,1	4,57
	+	{ 0	5,00	4,64
		{ —13	5,04	4,64
		{ +13	4,95	4,58
2,8	—	{ 0	3,96	3,42
		{ +13	3,96	3,45
		{ —13	4,00	3,45
	+	{ 0	3,90	3,57
		{ +13	3,92	3,59
		{ —13	3,92	3,59

Les rayons δ ne font leur apparition qu'à des pressions inférieures à 1^{mm},5. Les phénomènes observés changent alors complètement d'allure. En l'absence du champ magnétique, l'arrivée des charges négatives des rayons δ prédomine nettement sur les phénomènes d'ionisation et les masque d'une façon d'autant plus complète que la pression est plus basse. On augmente l'arrivée de ces charges en portant le polonium à un potentiel négatif; on peut les supprimer soit en établissant le champ magnétique, soit en portant le polonium à un potentiel positif convenable.

Ces considérations montrent bien que les rayons δ ne peuvent aucunement être rendus responsables des

effets du rayonnement ionisant très déviable. On peut se demander quelle est la vitesse des électrons constituant ce rayonnement.

J'ai essayé, plus haut, d'évaluer la vitesse de ces électrons, dans le cas du Ra C, d'après la grandeur de leur pouvoir pénétrant dans l'air. Cette évaluation fondée sur des données relatives à l'absorption des rayons cathodiques conduit, pour la vitesse cherchée, à une valeur voisine de 5.10^9 cm:sec. Une valeur du même ordre peut être déduite de la déviabilité du rayonnement secondaire. En effet, nous avons vu plus haut que ce rayonnement était complètement dévié de la chambre d'ionisation lorsqu'on établissait un champ magnétique de 600 gauss, la distance du disque actif à la chambre d'ionisation étant égale à $6^{\text{mm}},5$. Les électrons déviés décrivaient donc des cercles de rayon inférieur à

$$r = \frac{6^{\text{mm}},5}{2} = 3^{\text{mm}},25.$$

Leur vitesse est par conséquent inférieure à

$$\frac{er}{m} = 1,7.10^7.600.0,325 = 3,5.10^9$$

et elle est probablement voisine de ce nombre.

Cette vitesse correspond à celle des rayons cathodiques émis sous un voltage de

$$\frac{mv^2}{2e} = \frac{12,25.10^{18}}{2.1,7.10^7} = 3,6.10^{11} \text{ u. e. m.} = 3600 \text{ volts.}$$

Or Bumstead ⁽¹⁾ avait signalé, postérieurement à ces expériences, l'émission, par le polonium, d'électrons ayant une vitesse de cet ordre de grandeur. D'autre part, nous avons pu nous convaincre, M. Bianu et moi, que le voltage d'émission correspondant au rayonnement

(1) *Phil. Mag.*, t. XXIV, 1912, p. 962.

secondaire était certainement très élevé, puisque nous n'avons pas pu le supprimer, en portant le potentiel du disque actif à $+100$ volts. Le rayonnement secondaire est donc un rayonnement du genre β , excité par les rayons α .

Chadwick (1) a montré récemment que les rayons α peuvent exciter des rayons γ , et il est possible que le rayonnement électronique décrit dans ce travail accompagne cette excitation de rayons γ , soit qu'il dérive de la transformation des rayons γ , soit qu'il serve d'agent intermédiaire de transformation d'une partie de l'énergie des rayons α en celle des rayons γ .

Résumé.

On a étudié dans ce travail le rayonnement matériel (rayonnement α) constitué par le recul radioactif α , c'est-à-dire par la projection des atomes formés au cours d'une transformation radioactive accompagnée de l'émission des rayons α .

1. Dans une première étude on a déterminé d'une manière approchée la valeur du parcours des particules α du Ra A (atomes de Ra B projetés) dans l'air, dans l'hydrogène et dans l'argent déposé sur le verre sous forme d'argenteure.

Les expériences conduisaient à admettre à la pression atmosphérique, un parcours égal dans l'air à $0^{\text{mm}},12$, dans l'hydrogène à $0^{\text{mm}},72$. Le parcours dans l'argent s'est montré voisin de $20^{\mu} = 0^{\text{mm}},00002$.

2. Dans une deuxième étude, on est arrivé à perfectionner considérablement le mode d'observation des rayons α et l'on a indiqué un certain nombre de précautions, grâce auxquelles cette observation peut être dégagée de diverses complications. Ces expériences, où l'on

(1) *Phil. Mag.*, t. XXV, 1913, p. 193.

a utilisé de fortes quantités de Ra A et un faisceau canalisé de particules projetées, ont montré que les valeurs obtenues précédemment étaient trop faibles. Les valeurs définitives du parcours des particules a du Ra A sont dans l'air $0^{\text{mm}},14$, dans l'hydrogène $0^{\text{m}},83$.

Le parcours des particules a dans l'air est environ 350 fois plus faible que le parcours des particules α correspondantes, alors que l'énergie cinétique d'une particule a est égale au cinquantième environ de l'énergie de la particule α . Il en résulte qu'une particule a abandonne sur son parcours beaucoup plus d'énergie que n'en perd sur le même trajet une particule α .

3. Une étude détaillée de l'absorption, dans l'air et dans l'hydrogène, d'un faisceau canalisé de particules a du Ra A a révélé des analogies qui existent entre l'absorption des rayons a et celle des rayons α . Le nombre des particules a constituant le faisceau se maintient constant jusqu'à la moitié du parcours, puis il diminue lorsque la distance croît, d'abord lentement, puis rapidement. Dans l'hydrogène, l'absorption définitive est confinée à une région de parcours plus étroite que dans l'air. Dans les deux cas, l'arrêt des particules est beaucoup moins brusque que l'arrêt des particules α .

Une interprétation de ces faits a été esquissée qui rattache l'absorption des particules a à leur éparpillement par la matière. L'éparpillement des particules a serait plus grand que celui des particules α , ce qui tiendrait à leur plus grande masse et à leur plus faible vitesse.

4. On a déterminé le nombre relatif des particules a projetées dans la transformation du Ra A. Si la surface active est quelconque, ce nombre est inférieur, quoique voisin du nombre des particules α du Ra A émises simultanément. En employant des surfaces actives polies et propres, on trouve que le nombre des particules a projetées

est pratiquement égal au nombre des particules α émises.

5. Il a été montré que les rayons α peuvent ioniser l'air. L'ionisation de l'air par les atomes projetés a été mise en évidence dans le cas des rayons α du Ra C, du Ra A et du polonium. La propriété ionisante des rayons α peut servir à les caractériser, là où l'on ne peut pas identifier par une méthode directe la nature de la substance projetée. L'étude du pouvoir ionisant des atomes projetés dans la transformation du polonium a montré que ces atomes ont une masse peu différente de celle des atomes de Ra D, conformément aux prévisions de la théorie des transformations radioactives.

6. Le pouvoir ionisant relatif des rayons α est, dans le commencement de leur course, notablement plus élevé que celui des rayons α . Dans une chambre d'ionisation étroite, placée sous basse pression au voisinage immédiat de la source active, l'ionisation due aux rayons α peut être jusqu'à cinq fois plus grande que l'ionisation due aux rayons α .

On a rattaché cette intensité spécifique élevée des effets ionisants des particules α au fait que l'énergie cinétique, perdue par une particule α sur son parcours, est environ sept fois plus grande que l'énergie perdue par une particule α sur un parcours de même longueur.

Néanmoins, la fraction de l'énergie cinétique, transformée en énergie d'ionisation, est notablement plus faible dans le cas des particules α que dans celui des particules α . Il en résulte qu'une part importante de l'énergie cinétique des particules α est absorbée dans les chocs, en se communiquant, sous forme d'énergie cinétique également, aux molécules choquées.

Une conclusion analogue peut être tirée de l'étude comparative de l'absorption des rayons α et des rayons α , puisque l'éparpillement considérable des particules α

implique des échanges d'énergie cinétique entre ces particules et les molécules du gaz.

7. Le pouvoir ionisant d'une particule α baisse lorsque sa vitesse diminue; c'est l'inverse qui a lieu pour une particule α sur la plus grande partie de son parcours.

En résumé, les propriétés des rayons α , en ce qui concerne leur absorption et leur action ionisante, sont analogues à celles que présentent les particules α vers la fin de leur parcours. Les chocs qui déterminent dans les deux cas l'absorption semblent intermédiaires entre les chocs envisagés dans la théorie cinétique des gaz et les chocs subis par les particules α dans le commencement de leur course.

8. Au cours de l'étude de l'ionisation produite des rayons α , on a mis en évidence l'existence d'un rayonnement secondaire genre β mou excité par les rayons α . On a rapproché ce fait de l'émission des rayons γ , sous l'influence des rayons α , qui a été signalée récemment.

Vu et approuvé :

Paris, le 9 juin 1913.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 9 juin 1913.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. LIARD.



TABLE DES MATIÈRES.

	Pages.
I. — Introduction.....	1
II. — Historique.....	9
III. — Sur l'absorption des projections radioactives.....	19
A. Généralités sur la méthode employée.....	19
B. Parcours des projections radioactives.....	23
1. Parcours des atomes projetés dans l'air....	23
2. Parcours dans l'argent.....	28
3. Parcours dans l'hydrogène.....	32
C. Absorption dans les gaz, d'un faisceau étroit des particules α du RaA.....	37
1. Activation des disques.....	37
2. Méthode.....	43
3. Dispositif expérimental.....	45
4. Marche d'une expérience.....	48
5. Mode de calcul.....	51
6. Expériences de contrôle et causes d'erreur.	54
7. Résultats.....	59
8. Discussion des résultats.....	64
IV. — Sur le nombre de particules α émises.....	72
V. — Sur l'ionisation produite par les particules α	77
A. Ionisation produite par les rayons α du RaC (atomes de RaD projetés).	77
1. Exposé de la question.....	77
2. Dispositif expérimental.....	85
3. Marche d'une expérience.....	89
4. Résultats.....	92
B. Pouvoir ionisant d'une particule α	109
C. Ionisation produite par les rayons α et les rayons secondaires des rayons α du polonium.....	120
VI. — Résumé.....	133

SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Rayons positifs envisagés comme moyen d'investigation chimique.

Vu et approuvé :

Paris, le 9 juin 1913.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 9 juin 1913.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. LIARD.

52429 PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS.
Quai des Grands-Augustins, 55.
